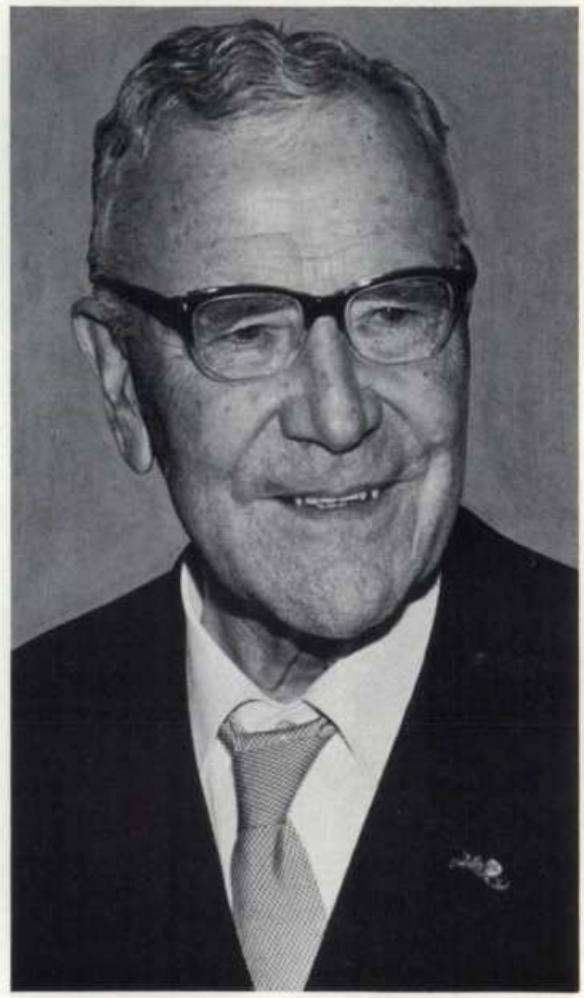
www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 29, 1968, no. 10

In memoriam Prof. dr. G. Holst



Op 11 oktober overleed op 82-jarige leeftijd prof. dr. G. Holst.

Gilles Holst werd op 11 maart 1886 te Haarlem geboren. Hij studeerde van 1904-1908 aan de E.T.H. te Zürich, waar hij later in 1914 promoveerde. Van 1910 tot eind 1913 was hij assistent bij Kamerlingh Onnes te Leiden. Op 1 januari 1914 aanvaardde Holst een functie als natuurkundige bij onze onderneming; hij werd de oprichter, directeur en inspirerende leider van ons Natuurkundig Laboratorium. In 1946 droeg hij het directoraat over, maar hij bleef nog gedurende 10 jaar commissaris der N.V. Als president-curator van de T.H. Delft en als voorzitter van enige regeringscommissies heeft hij in deze latere jaren veel gedaan voor het technisch hoger onderwijs in ons land.

In dit tijdschrift, dat door hemzelf werd opgericht, is bij herhaling over Holst en over de geschiedenis van het Natuurkundig Laboratorium geschreven. Thans bij zijn heengaan worden wij ons bewust dat deze artikelen slechts op gebrekkige wijze tot uitdrukking brengen van welke betekenis hij is geweest voor de ontwikkeling van wetenschap en techniek, voor onze onderneming, voor ons laboratorium en voor ieder van ons persoonlijk.

Wij, die Holst hebben gekend en die getracht hebben zijn werk voort te zetten, zullen hem steeds met dankbaarheid en eerbied gedenken. Moge ook een jongere generatie beseffen dat zij voortbouwt op een door Holst gevestigde traditie.

H. B. G. Casimir

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Elektronenmicroscopie met een televisieketen

Het elektronenbeeld van een elektronenmicroscoop bevat veel meer informatie dan het oog uit het zichtbare beeld op het fluorescentiescherm kan opnemen. Dit geldt met name bij zeer sterke vergrotingen, doordat gezichtsscherpte en contrastwaarnemingsvermogen van het oog, bij de lage helderheid die het beeld dan heeft, gering zijn. Indien men het beeld niet op het scherm bekijkt maar rechtstreeks fotografeert, verkrijgt men een aanzienlijk beter resultaat, dank zij het integrerend karakter van het fotografische proces, waarbij nog komt het betere scheidend vermogen van de fotoemulsie dat te danken is aan de fijnere korreligheid in vergelijking met het fluorescentiescherm. Voor het nauwkeurig instellen is men echter ook dan aangewezen op het bekijken van het zichtbare schermbeeld. Door de hieraan verbonden beperkingen was de microscopist tot dusver veelal gedwongen tot het maken van een reeks foto's met systematisch gevarieerde instelling, om zeker te zijn van een goede opname.

Een principiële verbetering in de visuele waarneming kan worden verkregen door het elektronenbeeld om te zetten in een televisiesignaal: het kan dan op een monitor zichtbaar worden gemaakt met een aanzienlijk grotere helderheid dan het oorspronkelijke schermbeeld, en met regelbaar contrast.

In 1960 is deze methode door Haine en Einstein beproefd [1]. Zij vervingen het fluorescentiescherm, waarop de elektronenbundel van de microscoop het beeld opwekt, door een amorf seleniumlaagje; het geleidingsvermogen hiervan varieert plaatselijk door het elektronenbombardement, en door aftasting van het laagje met een tweede, zeer nauwe elektronenbundel werd het televisiesignaal verkregen. Aan deze werkwijze kleefden veel praktische bezwaren; o.a. verloor het seleniumplaatje snel zijn gewenste eigenschappen.

Het idee van de omzetting in een televisiebeeld is thans met succes gerealiseerd door toepassing van een speciale „Plumbicon" opneembuis. Het venster van deze buis is vervangen door een plaat van vezeloptiek.

[1] M. E. Haine en P. A. Einstein, Proc. Eur. Reg. Conf. on electron microscopy, Delft 1960, deel I, blz. 97.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Op de buitenkant hiervan kan rechtstreeks een fluorescerende laag (*Fl*) worden aangebracht, die het elektronenbeeld van de microscoop omzet in een lichtbeeld, en het licht hiervan wordt door de vezeloptiek overgebracht naar de fotogeleidende laag, die zich op de binnenzijde van het venster bevindt. Deze opstelling heeft grote voordelen ten opzichte van de, voor dergelijke gevallen veelal toegepaste, tandem-optieken met twee symmetrische lenzenstelsels: het lichtvangend vermogen is ca. $3\frac{1}{2}\times$ zo groot, de opstelling is veel compacter en er worden geen aberraties geïntroduceerd, terwijl de contrastoverbrenging nauwelijks minder goed is. De diameter van de vezels is slechts 7 μm, d.i. $4\times$ zo klein als die van de aftaststip van de „Plumbicon" buis, het scheidend vermogen wordt dus door de vezeloptiekplaat vrijwel niet beïnvloed.

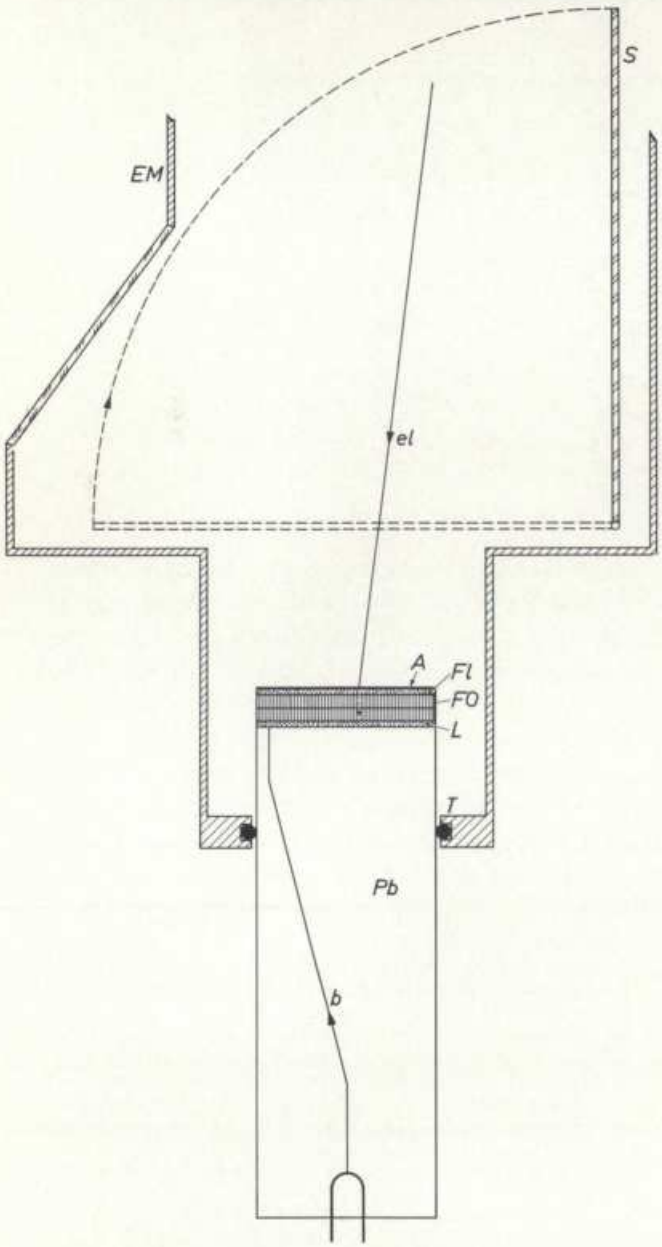


Fig. 1. De fluorescerende laag *Fl* zet het elektronenbeeld om in een lichtbeeld, de vezeloptiek *FO* brengt dit over naar de lichtgevoelige elektrode *L* van de „Plumbicon" buis *Pb*. *A* aluminiumlaag. *el* afbeeldende elektronenbundel van de elektronenmicroscoop. *b* aftastbundel van de „Plumbicon" buis. *T* vacuümdichte doorvoer door de wand van de elektronenmicroscoop *EM*. *S* is het normale, hier omhooggeklapte fluorescentiescherm.

De praktische uitvoering is nader geschetst in *fig. 1*. De laag *Fl* is nog met een zeer dunne aluminiumlaag *A* bedekt, die doorlatend is voor de elektronen en die behalve een elektrische functie (afvoer van lading) ook twee optische functies vervult: hij houdt van buiten komend licht (b.v. de kamerverlichting) tegen en hij verdubbelt ruwweg het rendement van de fluorescerende laag doordat hij het in verkeerde richting geëmitteerde licht naar de vezeloptiek reflecteert. (Ter vereenvoudiging van de fabricage worden de lagen *Fl* en *A* in feite op een afzonderlijke vezeloptiekplaat aangebracht, die later in optisch contact tegen het vezeloptiekvenster van de „Plumbicon" buis wordt geplaatst.) Verder hebben wij de opneembuis zodanig in een vacuümdichte doorvoering geplaatst dat na wegklappen van het normaal gebruikte fluorescentiescherm de elektronenbundel toegang krijgt tot de opneembuis [2].

Een essentiële rol in deze opstelling spelen de gunstige ruiseigenschappen van de „Plumbicon" buis: er kan met zeer geringe verlichtingssterkte van de fotogeleidende laag worden gewerkt, zonder dat het heldere monitorbeeld te zeer wordt gestoord door ruis van de televisieketen [3].

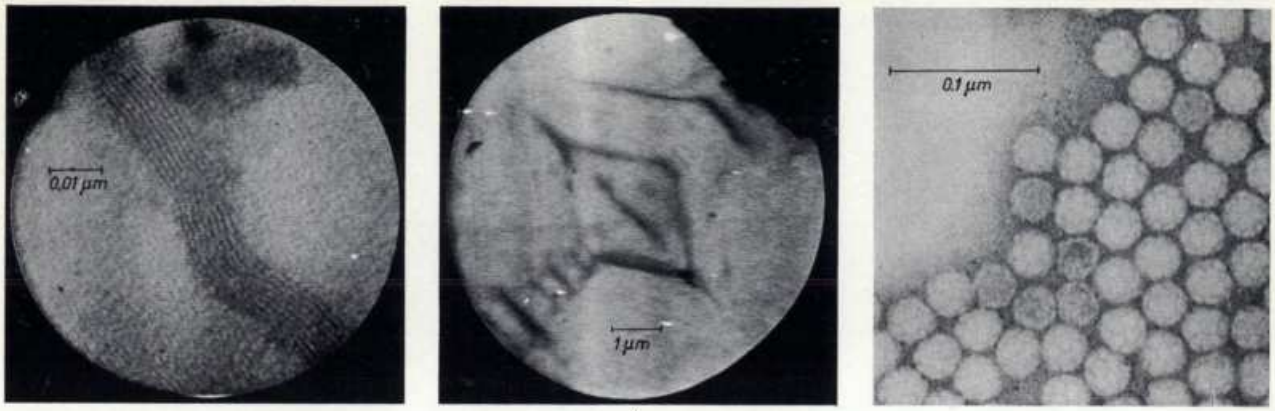
Dank zij het zeer heldere monitorbeeld is de microscopist in staat het gewenste deel van het elektronenbeeld gemakkelijk op te zoeken en nauwkeurig scherp te stellen. Ook metingen in het beeld zijn nu goed mogelijk. Daar het beeld in een normaal verlicht vertrek door een aantal personen tegelijk en zonder voorafgaande donkeradaptatie kan worden bekeken, leent de methode zich voorts bijzonder goed voor onderwijs en instructie (zie titelfoto).

Men kan van de gevoeligheidswinst ook in tegengestelde richting gebruik maken, nl. om de intensiteit van de op het preparaat vallende elektronenbundel te verkleinen. Voor het maken van een foto van het monitorscherm kan men nl. bij gelijke belichtingstijd volstaan met een bundelintensiteit die enige honderden malen geringer is dan voor de normale foto van het elektronenbeeld. Dit is van belang voor het bestuderen van objecten die door het elektronenbombardement te veel verhit of op andere wijze beschadigd kunnen worden.

De elektronische beeldomzetting, zoals die in een televisieketen plaatsvindt, biedt nog geheel nieuwe mogelijkheden om informatie uit het beeld te verkrijgen. Voor de hand ligt de combinatie met een videobandopnemer; hierdoor wordt het bestuderen van het verloop van processen pas goed mogelijk, en bij gebruik

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023



a *b* *c*

Fig. 2. Opnamen met de Philips elektronenmicroscoop EM 200, uitgerust met de beschreven televisieketen.
a) Monitorschermfoto van een platinaftalocyaninekristal. Dank zij een geringe defocussering zijn de $(20\bar{1})$-roostervlakken van gunstig op het draagvlies liggende kristallen zichtbaar door interferentie van de doorgaande bundel met bundels die Bragg-reflexies aan deze vlakken hebben ondergaan. De afstand tussen deze vlakken is 12 Å. Het is niet te vermijden dat dan ook de fazestructuur van het draagvlies (amorfe kool) zichtbaar wordt. Spanning 80 kV.
b) Monitorschermfoto van polyethyleenkristallen; gefocusseerde afbeelding. Hier is de gevoeligheidswinst gebruikt voor verkleining van de bundelstroom ter voorkoming van te sterke verhitting van het preparaat; daarom is ook een zo klein mogelijke vergroting toegepast. Stroomdichtheid op het fluorescentiescherm 8×10^{-14} A/cm². (Voor een directe opname met een belichtingstijd van 1 s zou een stroomdichtheid van 5×10^{-11} A/cm² nodig geweest zijn.) Spanning 60 kV.
c) Rapengeel-mozaïekvirus (TYMV, turnip yellow mosaic virus), negatief gekleurd. Directe foto, gemaakt na instelling van de stigmator en na exact focusseren aan de hand van het monitorbeeld. De golfbalachtige structuur van het virus is duidelijk zichtbaar, dank zij het ontbreken van het zelfs bij minimale defocussering onvermijdelijke fazestructuurbeeld van het draagvlies (zie *a*). Spanning 80 kV. (Het preparaat was afkomstig van drs. J. E. Mellema, Laboratorium voor Structuurchemie, R.U. Groningen.)

van een goniometer-preparaathouder kan men hiermee de ruimtelijke objectstructuur bij roterend object direct zichtbaar maken. Verder kan men kunstgrepen toepassen als beeldomkering, beeldadditie en -subtractie voor het onderdrukken van storende structuren, contourversterking, en het uitlezen van afzonderlijke lijnen van het monitorbeeld voor het zichtbaar maken van een intensiteitsprofiel. Ook het digitaal vastleggen van de tweedimensionale intensiteitsverdeling van het beeld voor eventuele verwerking in een computer komt in het verschiet.

Door de comfortabeler werkomstandigheden en de andere genoemde voordelen heeft de toepassing van een televisieketen in de elektronenmicroscopie reeds een zekere populariteit verkregen. Wij zouden er echter op willen wijzen dat de methode tevens een fundamentele stap vooruit betekent in het waarnemen bij de allersterkste vergrotingen. Deze brengen zo kleine objectdetails binnen ons bereik dat de beïnvloeding van de elektronenbundel door het potentiaalveld van de afzonderlijke atomen van het object merkbaar wordt [4]. De hieraan toe te schrijven interferentiepatronen (fazestructuren) hebben periodiciteiten van de orde van 0,5 nm (5 Å) en worden met name zichtbaar indien men niet nauwkeurig op het objectvlak focusseert. Dit kan van nut zijn om bepaalde, alleen door een dergelijk „fazecontrast" zichtbare details weer te geven. Anderzijds vertoont het draagvlies van amorfe kool, waarop het preparaat zich gewoonlijk bevindt, onder deze omstandigheden eveneens een fazestructuur, die de interpretatie van het beeld kan bemoeilijken. Om het gewenste effect te bereiken of het ongewenste te vermijden, moet men met een nauwkeurig doseerbare defocussering werken, maar dit is alleen mogelijk als de stigmator van de microscoop uiterst nauwkeurig is ingesteld (compensatie van het astigmatisme dat door

[2] Bij de constructie van de Philips elektronenmicroscoop EM 300 is dit in praktijk gebracht. (*Een artikel over de EM 300 zal binnenkort in dit tijdschrift verschijnen. Red.*) In een recente uitvoering is nog een stap verder gegaan: tussen het scherm *Fl* en de „Plumbicon" buis is daar een beeldversterker geschakeld, eveneens aan beide gekoppeld door middel van een vezeloptiek. Op deze wijze kan een nog 10-20 maal grotere gevoeligheid bereikt worden, zij het ten koste van enig scheidend vermogen. Zie hiervoor: H. F. Premsela, A versatile t.v. image display system for electron microscopy using an image intensifier and a "Plumbicon" pick-up tube with fibre optics window, en W. Kühl, Information transfer with electron microscope t.v. systems, beide in Bulletin no. EM30, uitgegeven door Philips' Hoofdindustriegroep Produkten voor Industriële Toepassing, Afdeling Wetenschappelijke en Analytische Apparaten, oktober 1968.

[3] A. G. van Doorn, Philips techn. T. **27**, 93, 1965/66. De donkerstroom van de „Plumbicon" buis is zeer klein, zelfs in vergelijking met de signaalstroom bij lage helderheid. Daardoor spelen de statistische variaties van de donkerstroom nauwelijks een rol als ruisbron.

[4] A. C. van Dorsten en H. F. Premsela, Sixth int. Congress for electron microscopy, Kyoto 1966, Vol. 1, blz. 21.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de onvermijdelijke geringe onrondheid van de poolschoenen en van het ijzercircuit van de objectieflens wordt veroorzaakt) en tevens als uitgangspunt de instelling met exacte focussering gevonden is. Het vinden van dit „parafocale" gebied is echter bij de geringe helderheid van de extreem vergrote beelden op het normale fluorescentiescherm zeer tijdrovend en in de praktijk haast onmogelijk. Het heldere beeld dat men met behulp van onze opstelling met de „Plumbicon" buis krijgt heeft deze situatie volkomen veranderd. De geschetste instelmethode met de fazestructuren biedt de ervaren microscopist nu geen bijzondere moeilijkheden, en zo kan met de elektronenmicroscoop EM 300 een scheidend vermogen van 3,5-4 Å in een directe foto worden gerealiseerd (*fig. 2*), zonder dat een systematische reeks foto's gemaakt behoeft te worden. Op het monitorscherm bedraagt het scheidend vermogen toch ook altijd nog 5-10 Å.

Ook voor de verdere ontwikkeling van de elektronenmicroscopen zullen de thans zo gemakkelijk waarneembare fazestructuren van grote betekenis zijn, daar het monitorbeeld de opsporing en diagnose van alle mogelijke onvolkomenheden van het beeld mogelijk maakt.

P. H. Broerse
A. C. van Dorsten
H. F. Premsela

Ir. A. C. van Dorsten, wetenschappelijk adviseur, drs. P. H. Broerse en H. F. Premsela, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

RECTIFICATIES

In het artikel „Ontwerp en eigenschappen van moderne fotomultiplicatorbuizen", Philips techn. T. **29**, 1968 (no. 8/9), moet formule (1) op blz. 280 luiden:

$$\eta_q = \sigma_k \frac{hc}{e\lambda}.$$

In hetzelfde artikel leze men op blz. 288, rechterkolom regel 1, niet 100 Hz, maar 100 kHz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Installatie voor hart- en vaatonderzoek

De foto toont een opstelling voor hartcatheterisatie, waarbij een dunne flexibele buis (de catheter) in een perifeer bloedvat (b.v. in de bovenarm) wordt gebracht en voortgeschoven totdat het uiteinde zich in het hart bevindt. Door laterale en frontale röntgendoorlichting — beide met toepassing van beeldversterkers die men hier achter en boven de patiënt ziet en waarop een televisieketen wordt aangesloten — volgt de arts de verschuiving van de catheter, die ter wille van een goede zichtbaarheid is vervaardigd van materiaal dat de röntgenstraling sterk absorbeert. Met behulp van de catheter worden in de verschillende hartholten metingen gedaan van bloeddruk, zuurstofgehalte van het bloed, enz. Ook kan men via de catheter een kleurstof in het hart spuiten voor het bepalen van de circulatiesnelheid van het bloed, of een röntgencontrastmiddel voor het direct zichtbaar maken van anomalieën, zoals o.a. abnormale verbindingen tussen bloedvaten. Er kunnen voorts normale röntgenfoto's worden gemaakt (met de in hoofdzaak links zichtbare apparatuur), terwijl de röntgenbeelden op de beide beeldversterkers ook kunnen worden gefotografeerd, gefilmd (tot 200 beelden/seconde) of via de televisieketen op een magnetische band opgenomen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het ontwerpen van een wegverlichting van voorgeschreven luminantie en gelijkmatigheid

J. Vermeulen en B. Knudsen

Voor het noodzakelijke compromis tussen de kwaliteit van een geprojecteerde wegverlichting en de hieraan verbonden kosten kan men zich baseren op nationale en/of internationale aanbevelingen, die een minimaal vereist luminantieniveau en een maximaal toelaatbare ongelijkmatigheid van de luminantie vastleggen. Het verband tussen deze grootheden en de talloze parameters van een wegverlichtingsinstallatie — o.a. de ingewikkelde reflexie-eigenschappen van het wegdek — wordt bij de hier beschreven ontwerpprocedure in een goed hanteerbare vorm gebracht. Het resultaat is een snelle bepaling van de maximaal toelaatbare lichtpuntafstand, en op grond hiervan een snelle keuze van het geschiktste armatuur.

Voor het goed waarnemen op een verlichte weg is in de eerste plaats van belang het niveau van de luminantie — d.i. de lichtstroom die het wegdek per oppervlakte-eenheid en per steradiaal in richting van de waarnemer reflecteert —, maar daarnaast ook het ontbreken van grote luminantieverschillen, dus de gelijkmatigheid. Daarom moet bij het ontwerpen van een wegverlichting de luminantieverdeling van het ontwerp worden bepaald. De luminantie nu van een deel van het wegdek is afhankelijk van de verlichtingssterkte en van de reflexie-eigenschappen van het wegdek. Een wegdek is in het algemeen noch een volmaakt spiegelend, noch een volmaakt diffuus reflecterend oppervlak, maar iets ertussenin [1]. Vanwege de gecompliceerde richtingafhankelijkheid der reflexie-eigenschappen laat de luminantieverdeling van een verlichtingsinstallatie zich niet in een formule uitdrukken, maar slechts uit een groot aantal punt voor punt verrichte metingen afleiden. Tot voor kort was hierdoor het snel ontwerpen van een aantal alternatieve oplossingen onmogelijk — reden waarom internationale aanbevelingen voor de wegverlichting alleen waarden voor de verlichtingssterkte opgaven.

In de laatste tijd evenwel maken rekenmachines een snellere verwerking van de punt voor punt verkregen meetgegevens mogelijk, en er zijn meetinstrumenten ontwikkeld waarmee in één meting aan een bestaand wegdek de gemiddelde luminantie hiervan onder bepaalde verlichtingscondities vastgesteld kan worden. Door deze middelen zijn een groot aantal gegevens over bestaande verlichtingsinstallaties ter beschikking gekomen; daardoor kan men tot een classificatie van de gevallen overgaan, wat het maken van een nieuw ontwerp vereenvoudigt. Tevens is het hierdoor mogelijk geworden dat nieuwe internationale aanbevelingen waarden opgeven voor de gemiddelde luminantie en voor de gelijkmatigheid, bijvoorbeeld uitgedrukt door de verhouding van gemiddelde en minimale luminantie [2].

Bij gebruik van een bepaald verlichtingsarmatuur en een bepaalde hoogte ervan boven het wegdek is de *afstand der lichtpunten* de variabele die gelijkmatigheid en gemiddelde luminantie bepaalt. In het algemeen zal men voor een aantal armaturen vergelijkende ontwerpen maken en dat armatuur kiezen dat de grootste afstand der lichtpunten mogelijk maakt. Het aantal nodige lichtmasten bepaalt namelijk voor het grootste deel de aanlegkosten van een verlichtingsinstallatie. In de keuze van de *hoogte* van het lichtpunt wordt men onder meer door een voortschrijdende normalisatie op

Ir. J. Vermeulen is werkzaam bij Philips' Lichttechnisch Laboratorium te Eindhoven; B. Knudsen was voorheen eveneens aan dit laboratorium verbonden.

[1] Het speelt hierbij een grote rol of het wegdek droog, vochtig of nat is; zie J. Bergmans, Lichtreflectie door wegdekken, dissertatie Delft, 1938; J. B. de Boer en A. Oostrijck, Reflection properties of dry and wet road surfaces and a simple method for their measurement, Philips Res. Repts. **9**, 209-224, 1954; W. Kebschull, Die Reflexion trockener und feuchter Strassenbeläge, dissertatie Berlijn, 1968.

Omdat de reflexie-eigenschappen op een moeilijk voorspelbare wijze met de graad van vochtigheid van het wegdek variëren, zijn de in dit artikel te beschrijven ontwerpmethodes alleen voor *droge* wegdekken bedoeld.

[2] International recommendations for the lighting of public thoroughfares, Publication C.I.E. (Commission Internationale de l'Eclairage) no. 12 (E 3.3.1), Parijs 1965.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het gebied van lichtmasten beperkt; soms is de hoogte door plaatselijke omstandigheden reeds voorgeschreven. De gang van zaken bij het maken van een ontwerp is nu in de regel deze, dat eerst wordt bepaald wat de grootste onderlinge afstand der lichtpunten is die nog met de gestelde eis van gelijkmatigheid te verenigen valt. Daarna wordt berekend welke lichtpuntafstand de vereiste gemiddelde luminantie oplevert; de kleinste der twee gevonden afstanden moet in het ontwerp niet worden overschreden.

Deze twee stadia van de ontwerpprocedure zullen hier in de aangegeven volgorde worden behandeld. Allereerst is het daarvoor nodig de configuratie van lichtbron, wegdek en waarnemer geometrisch te beschrijven.

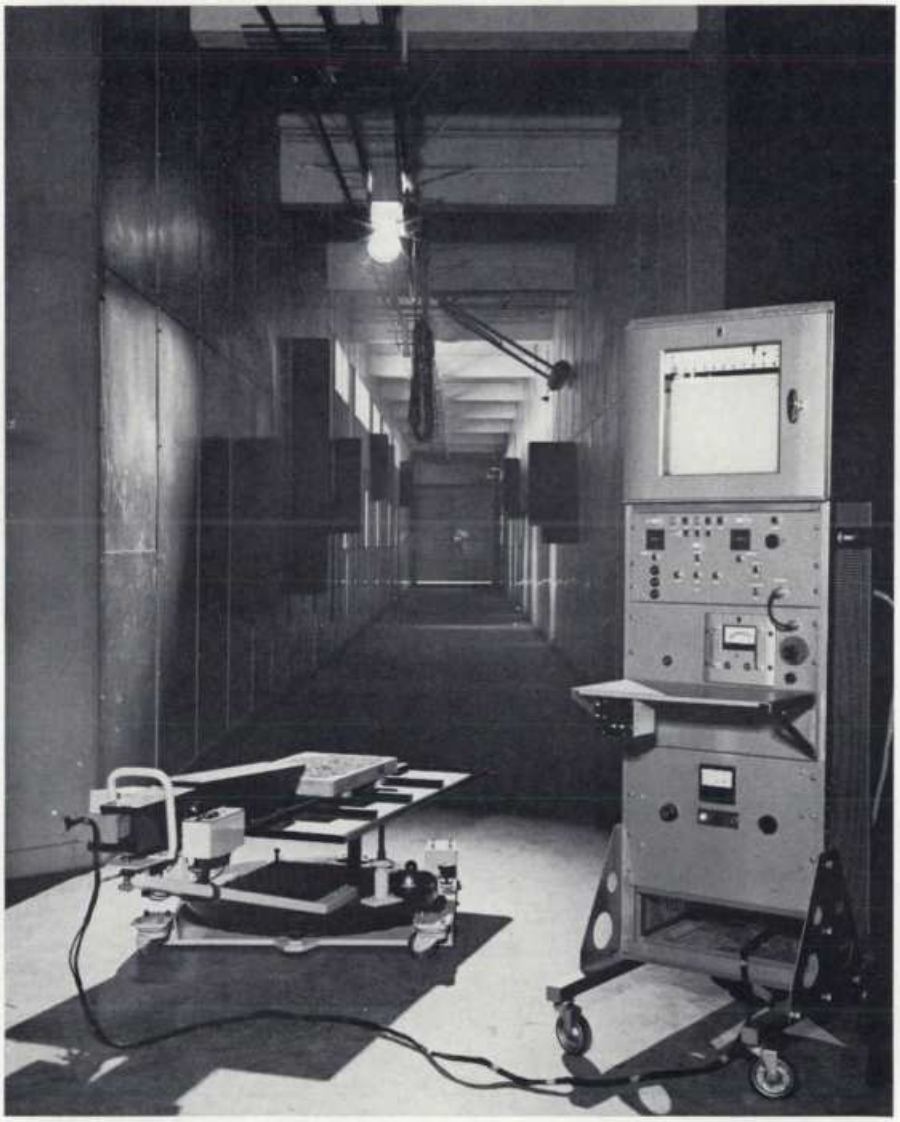


Fig. 2. Opstelling voor het meten van luminantiefactoren aan een wegdekmonster in het laboratorium. Het wegdekmonster ligt op een draaibare tafel, waaraan een luminantiemeter bevestigd is. Het draaien van deze tafel komt overeen met het variëren van hoek δ (zie fig. 1). De lichtbron, die een smalle lichtbundel levert, rijdt over een 35 meter lange rail op een hoogte van 2,9 meter, waarbij de bundel automatisch op het wegdekmonster gericht blijft. Hiermee wordt de hoek γ gevarieerd, terwijl de lichtsterkte I in deze opstelling onafhankelijk is van γ en δ. De meetinrichting registreert het produkt $q \cos^3 \gamma$.

Configuratie van lichtbron, wegdek en waarnemer

In *fig. 1* is een wegverlichtingsinstallatie geschetst. Een lichtbron S (die als puntbron mag worden beschouwd) bevindt zich op een hoogte h boven het wegdek. Het door S verlichte punt P van dit wegdek wordt

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

door een waarnemer O waargenomen. Voor een gegeven waarnemerpositie O wordt de configuratie geheel beschreven door de in de figuur aangegeven hoeken α, γ en δ. De in P waargenomen luminantie L_p is evenredig met de verlichtingssterkte E van het horizontale vlak in P:

$$L_p = qE. \quad \ldots\ldots (1)$$

De evenredigheidsconstante q wordt de *luminantiefactor* genoemd. De lichtsterkte I van het verlichtingsarmatuur is in het algemeen in verschillende richtingen verschillend: $I = I(\gamma,\delta)$. De verlichtingssterkte E in P wordt gegeven door:

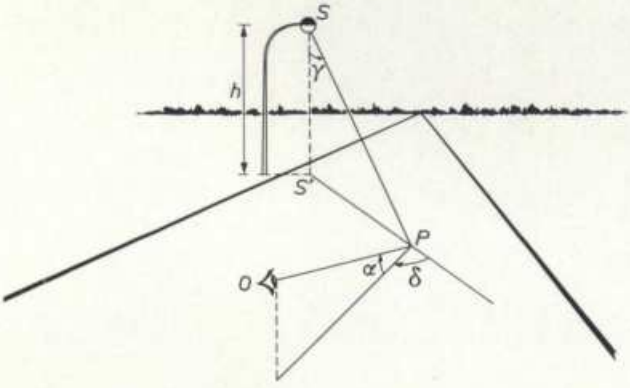


Fig. 1. Configuratie van een wegverlichtingsinstallatie. S lichtbron. P een punt van het wegdek. O waarnemer.

$$E = \frac{I(\gamma,\delta)\cos\gamma}{\overline{SP}^2} = \frac{I(\gamma,\delta)}{h^2}\cos^3\gamma\,.$$

De in P waargenomen luminantie wordt dan:

$$L_p = q\frac{I(\gamma,\delta)}{h^2}\cos^3\gamma\,. \quad \ldots\ldots (2)$$

In deze formule is q een functie van α, γ en δ, die bepaald wordt door de aard van het wegdek. In de praktijk blijkt dat de afhankelijkheid van α gering is zolang α, zoals in het geval van de weggebruiker op grote afstand van punt P, een kleine hoek is. Wil men ten behoeve van toekomstige ontwerpen aan een bestaande installatie de verdeling van q over het wegdek meten, dan kan men volstaan met voor α de constante waarde van 1° te kiezen; dit is de hoek met het wegdek waaronder een autobestuurder op ca. 90 meter afstand punt P waarneemt. Voor de meting van q als functie van γ en δ moeten dan een groot aantal punten van het wegdek gemeten worden; hierbij dient de lichtsterkte $I(\gamma,\delta)$ van de lichtbron bekend te zijn. Een laboratoriumopstelling voor het binnenshuis verrichten en registreren van deze metingen aan wegdekmonsters is afgebeeld in *fig. 2*; deze opstelling levert ineens de meetwaarden van $q\cos^3\gamma$.

Het isoluminantiediagram

Zet men de waarden van $q\cos^3\gamma$, verkregen uit metingen vanuit een zekere waarnemerpositie aan één lantaarn, op een plattegrond van de weg uit en verbindt men de punten van gelijke waarde van $q\cos^3\gamma$ door lijnen, dan verkrijgt men het zogenaamd *luminantiefactordiagram* voor die waarnemerpositie (*fig. 3a*). Dit diagram is representatief voor de reflexie-eigenschappen van het wegdek (zie fig. 3*b*, blz. 310). Het is gebruikelijk als waarnemerpositie het punt te kiezen dat ligt op een lijn door het lichtpunt evenwijdig aan de as van de weg en dat 13,5 h van het lichtpunt verwijderd is.

Wordt nu de lichtbron in een armatuur ondergebracht en de $q\cos^3\gamma$-waarde van elk punt vermenigvuldigd met de voor dat punt geldende waarde $I(\gamma,\delta)$ van het gebruikte armatuur, dan vindt men voor elk punt de luminantie (verg. 2) bij gebruik van dat armatuur. De lijnen die de punten van gelijke luminantie

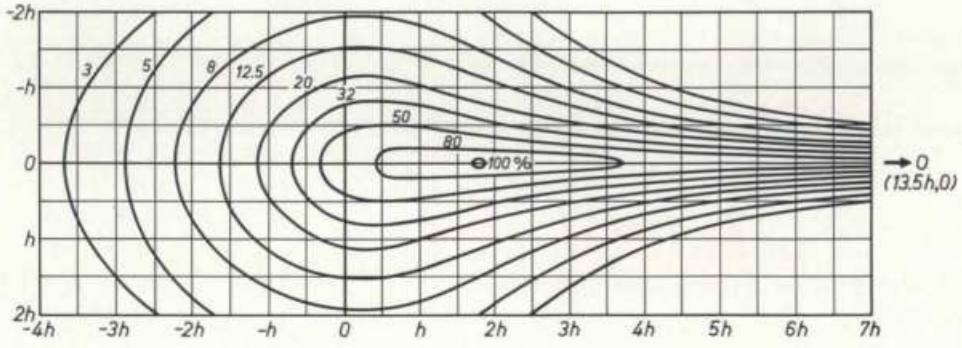


Fig. 3*a*. Voorbeeld van een luminantiefactordiagram; de lichtbron bevindt zich op een hoogte h boven punt (0, 0), de waarnemer in het punt (13,5h, 0).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 3*b*. Het wegdek waarvoor het in (*a*) weergegeven luminantiefactordiagram geldt, verlicht door een lamp zonder armatuur (I = constant). De zo verkregen luminantieverdeling is evenredig met de, rechts nog eens geschetste, luminantiefactorverdeling; de foto geeft er als het ware een perspectivisch beeld van.

verbinden vormen te zamen het *isoluminantiediagram* (*fig. 4a, b*). Dit diagram is geldig voor de combinatie van een bepaalde wegdeksoort met een bepaald type armatuur en voor de genoemde waarnemerpositie.

De lichtpunthoogte h treedt in deze diagrammen als eenheid van lengte op. De luminantieverdeling verandert gelijkvormig als de lichtpunthoogte h gevarieerd wordt.

Zowel het luminantiefactordiagram van een wegdek als de door $I(\gamma,\delta)$ gegeven lichtverdeling van een armatuur kunnen in het laboratorium worden gemeten. Het punt voor punt vermenigvuldigen van beide verdelingen is door de introductie van computers vergemakkelijkt; het isoluminantiediagram dat uit deze vermenigvuldiging resulteert kan dus geheel in het laboratorium worden samengesteld, en tijdrovende metingen in de open lucht, met hun afhankelijkheid van de weersgesteldheid, zijn overbodig geworden.

Bevindt de waarnemer zich niet op de lijn door het lichtpunt evenwijdig aan de as van de weg, of is er een bocht in de weg, dan is het luminantiefactordiagram gedraaid ten opzichte van de lichtverdeling op het wegdek. Beider produkt zal dan een ander isoluminantiediagram opleveren. In ons laboratorium is aangetoond [3] dat bij de draaiingshoeken die bij de gangbare wegafmetingen mogelijk zijn, de fouten nimmer groter dan 17% worden indien men eenvoudig gebruik maakt van het isoluminantiediagram dat geldt voor een waarnemer onder de rij lantaarns, in dier voege dat het achter de lantaarn gelegen deel van dit diagram niet wordt gedraaid en het tussen de lantaarn en de waarnemer gelegen deel wordt gedraaid in de richting van de waarnemer. De genoemde maximale fout treedt bovendien alleen op in het geval van bochten met kleine kromtestraal, zoals die voorkomen in kleinere wegen.

Het ontwerpen van een wegverlichting van voldoende gelijkmatigheid

Bij verlichting van een weg door een rij lantaarns bevindt zich tussen twee lantaarns telkens een plek van minimale luminantie. De verhouding tussen deze minimale luminantie L_{min} en de gemiddelde luminantie $\bar{L}$ van het verlichte wegdek is een maat voor de gelijkmatigheid van de luminantie. Internationaal wordt thans een waarde van minstens 0,4 voor de verhouding $L_{min}/\bar{L}$ aanbevolen [2]. Nu is $\bar{L}$ een niet zo gemakkelijk te bepalen grootheid; daarom is onderzocht of de verhouding tussen minimale en maximale luminantie L_{min}/L_{max} ook een goede maat voor de gelijkmatigheid is. Van 2160 verlichtingsinstallaties zijn beide verhoudingen berekend; de resultaten zijn weergegeven in *fig. 5* [4]. Het blijkt uit de figuur dat tussen beide verhoudingen een hoge graad van correlatie bestaat; de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

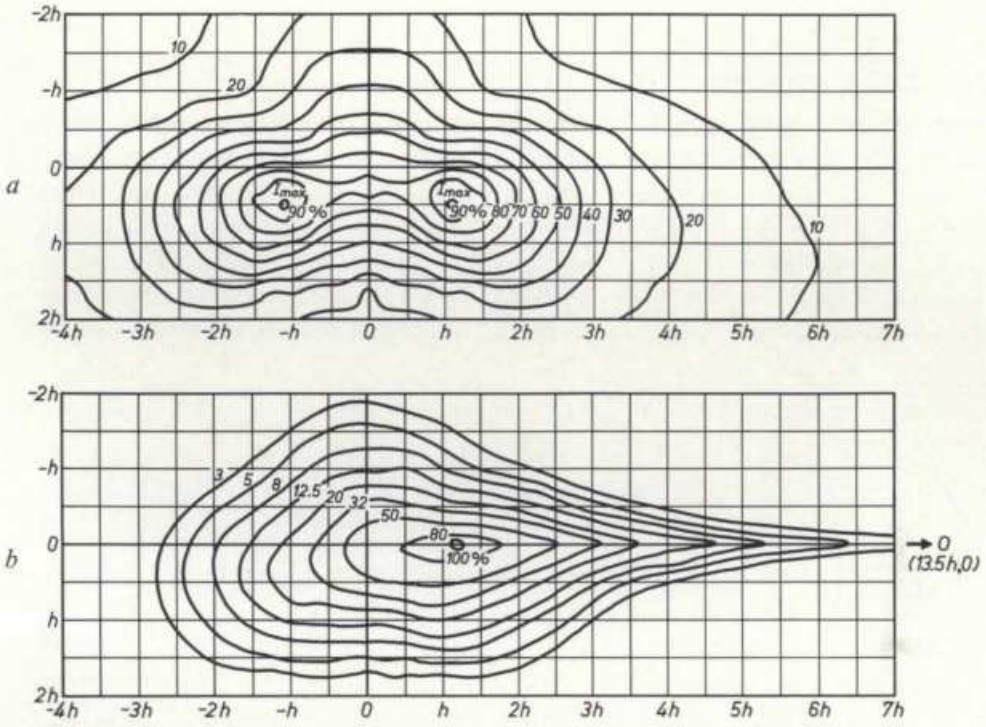


Fig. 4. *a*) Lichtverdeling van een armatuur, voorgesteld door lijnen van gelijke lichtsterkte (isocandeladiagram) in een horizontaal vlak. De lichtbron bevindt zich op hoogte h boven punt (0, 0). *b*) Isoluminantiediagram, ontstaan als produkt van de verdeling (*a*) en het luminantiefactordiagram van fig. 3*a*.

beide streeplijnen, waartussen 95% van de gevallen liggen, maken slechts een kleine hoek. Bijna alle gevallen waarvoor $L_{min}/L_{max} \geqq 0{,}25$ is voldoen aan de eis $L_{min}/\bar{L} \geqq 0{,}4$. Daarom wordt bij de hier te beschrijven procedure de voorwaarde $L_{min}/L_{max} \geqq 0{,}25$ aan het gelijkmatigheidsontwerp ten grondslag gelegd. Deze vereist de luminantiebepaling van slechts twee punten.

De plaats van minimale luminantie ligt tussen twee lantaarns in; de luminantie ervan wordt grotendeels door deze twee lantaarns bepaald, zodat de kleine bijdragen van verder verwijderde lantaarns in de ontwerpprocedure verwaarloosd worden. De plaats van maximale luminantie ligt doorgaans dicht bij een lantaarn en ontvangt — bij niet te kleine paalafstand — van deze meer dan 90% van zijn licht; ook hier worden de bijdragen van verder verwijderde lantaarns verwaarloosd. Het gelijkmatigheidsontwerp beperkt zich zo tot de luminantieverdeling onder twee opeenvolgende lantaarns.

Bij dit ontwerp gaat men uit van de gedachte dat in het punt van minimale luminantie elk der beide lantaarns een gelijke bijdrage tot de luminantie levert. Is

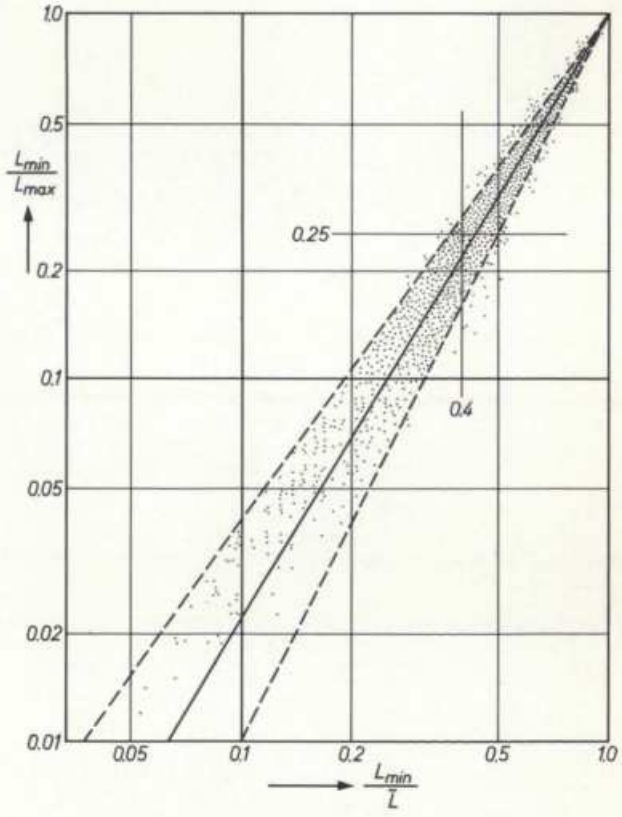


Fig. 5. De waarden van $L_{min}/\bar{L}$ en L_{min}/L_{max} voor 2160 verlichtingsinstallaties. Aan de eis $L_{min}/\bar{L} \geqq 0{,}4$ wordt door bijna alle installaties voldaan waarvoor $L_{min}/L_{max} \geqq 0{,}25$ is.

[3] B. Knudsen, Public lighting design based upon uniformity of luminance, wordt gepubliceerd in Illuminating Engineering.
[4] De verlichtingsinstallaties zijn gespecificeerd in J. B. de Boer (red.), Public lighting, Philips Technische Bibliotheek, Eindhoven 1967. Zie ook het in [3] genoemde artikel.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de minimale luminantie 0,25 L_{max}, dan is de bijdrage van iedere lantaarn 0,125 L_{max} en is het punt het snijpunt van de isoluminantiekrommen 0,125 L_{max} van de beide lantaarns. De ontwerpprocedure is nu deze, dat op de plattegrond van de te verlichten weg de isoluminantiediagrammen van twee opeenvolgende lantaarns zo over elkaar heen geschoven worden dat géén punt van het wegdek tussen beide lantaarns *buiten* de 0,125 L_{max}-isoluminantiecurven van *beide* lantaarns valt (*fig. 6a*). Daartoe worden de 0,125 L_{max}-curven uiteengeschoven tot hun snijpunt op de wegrand valt. Daar ligt dan het punt van minimale luminantie. In de onmiddellijke omgeving van dit punt kan, als de bijdrage van de ene lantaarn sneller afneemt dan die van de andere toeneemt, de luminantie weleens onder het toegelaten minimum van 0,25 L_{max} komen; bij een definitief ontwerp moet dit door de berekening van de luminantie in enige punten rondom het snijpunt der curven nader onderzocht worden. Uit de ligging der isoluminantiediagrammen op de plattegrond volgt nu de afstand der lichtpunten, weer uitgedrukt in de lengte-eenheid h.

Indien de waarnemer zich niet onder de rij lantaarns bevindt — wat b.v. het geval is voor de tegenligger van de in fig. 6*a* onderstelde waarnemer —, dan worden alle isoluminantiediagrammen gedraaid (fig. 6*b*); evenzo bij een bocht in de weg (fig. 6*c*). Leiden de gevallen van fig. 6*a* en *b* tot verschillende lichtpuntafstanden, dan moet de kleinste worden gekozen.

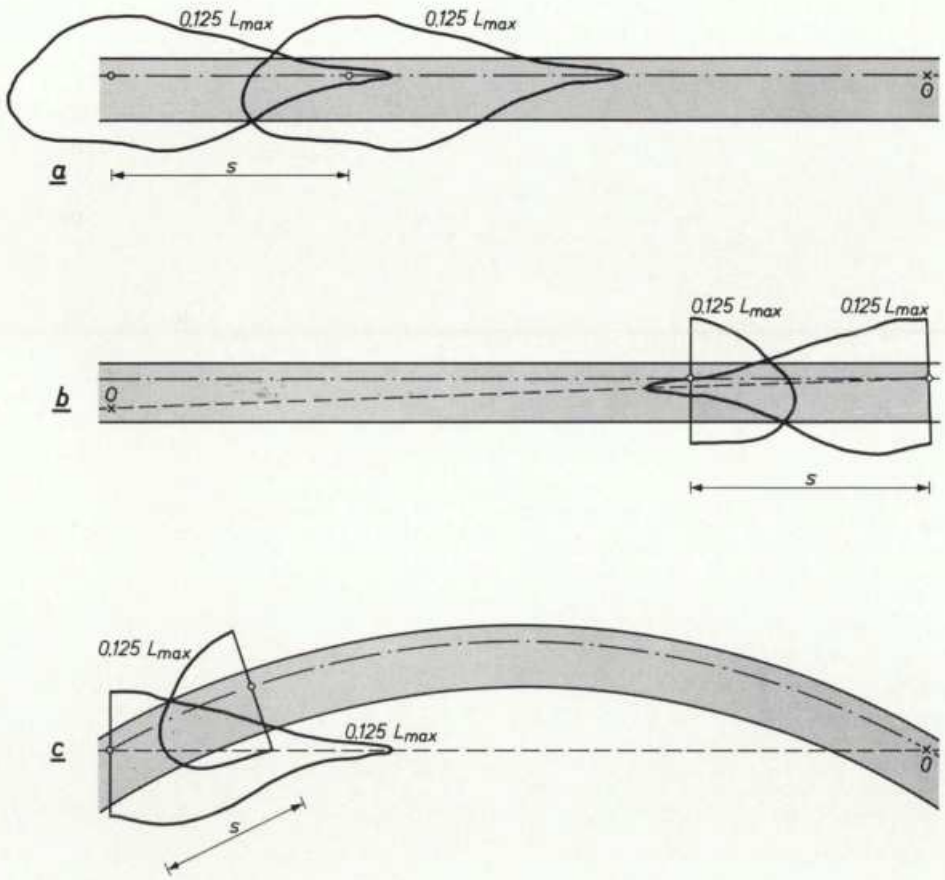


Fig. 6. De isoluminantiecurven 0,125 L_{max} van twee opeenvolgende lantaarns bij zodanige lantaarnafstand s dat géén punt van de weg *buiten beide* curven valt.
a) Rechte weg, waarnemer O loodrecht onder de rij lantaarns.
b) Rechte weg, waarnemer O niet loodrecht onder de rij lantaarns (hier een tegenligger van de waarnemer in *a*).
c) Een bocht in de weg.

Gemiddelde luminantie

Is de maximale afstand tussen de lichtpunten vastgesteld die met de vereiste gelijkmatigheid verenigbaar is, dan komt vervolgens de vraag aan de orde of bij deze afstand de gemiddelde luminantie groot genoeg is. Omdat de luminantieverdeling over het wegdek nu bekend is, is het mogelijk de gemiddelde luminantie te berekenen als gemiddelde van een groot aantal punten; dit is evenwel tijdrovend en er is een snellere methode ont-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wikkeld. Voor de beschrijving hiervan is het nodig twee nieuwe parameters in te voeren; tevens zal een toestel worden beschreven waarmee de grootte hiervan aan een bestaand wegdek kan worden gemeten. Deze parameters zijn de gemiddelde luminantiefactor q_0 — bij een donker wegdek is q_0 klein, bij een licht wegdek groot — en de grootheid κ, die een maat is voor de spreiding van de luminantiefactor q over het wegdek [5]. Volgens de definitie is:

$$\kappa = {}^{10}\log \frac{q_0}{q_{\min}},$$

waarin $q_{\min}$ de kleinste voorkomende waarde van q is. Is het wegdek een volmaakt diffuse reflector, dan is q overal even groot en gelijk aan q_0; in dat (hypothetische) geval is dus $q_{\min} = q_0$ en $\kappa = 0$. Naarmate het wegdek meer van een diffuse reflector afwijkt, d.w.z. meer spiegelende reflexie vertoont, is de waarde van κ hoger. Omdat bij natte wegdekken het quotiënt $q_0/q_{\min}$ zeer hoge waarden kan bereiken (b.v. 10^4, terwijl bij droge wegdekken de waarden tussen 1 en 4 liggen), heeft men er de voorkeur aan gegeven de logaritme van dit quotiënt als karakteristieke grootheid in te voeren.

De grootheid κ karakteriseert de reflexie-eigenschappen van het wegdek zo volledig dat men ervan uit mag gaan dat de luminantiefactordiagrammen van alle wegdekken met dezelfde κ gelijkvormig zijn, althans binnen de nauwkeurigheid die voor de berekening van de gemiddelde luminantie vereist is. Het gevolg hiervan is dat een verschil in gemiddelde luminantiefactor q_0 van verschillende wegdekken met dezelfde κ alleen betekent dat het wegdek lichter of donkerder is. De taakverdeling tussen de grootheden q_0 en κ is dus deze, dat q_0 de hoeveelheid, κ de verdeling van het gereflecteerde licht kenmerkt. Hiervan wordt bij de berekening van de gemiddelde luminantie (blz. 315) gebruik gemaakt.

In de praktijk is het noodzakelijk met de grootheid

$$\kappa_p = {}^{10}\log \frac{q_0}{q_p}$$

te werken, waarin q_p de luminantiefactor loodrecht onder de lantaarn is. Deze kan namelijk onmiddellijk gemeten worden, terwijl de plaats waar q minimaal is — deze plaats ligt in de regel niet loodrecht onder de lantaarn maar wel dicht daarbij [6] — eerst opgezocht zou moeten worden. Uit een statistisch onderzoek aan 73 wegdekken is gebleken dat met geringe spreiding $\kappa = 1{,}14\ \kappa_p$ is.

[5] J. B. de Boer en J. Vermeulen, Simple luminance calculation based on road surface classification, voordracht gehouden voor de conferentie van de C.I.E. te Washington in 1967.

[6] Hoewel de luminantiefactor q dicht bij de lantaarn minimaal is, is de luminantie L in die omgeving toch maximaal. Dit komt doordat $\cos^3 \gamma$ daar een geprononceerd maximum heeft (zie verg. 2).

Het gebruik van de grootheden q_0 en κ_p is daarom zo aantrekkelijk omdat elk van beide met in principe één meting aan een bestaand wegdek gemeten kan worden. Beide metingen kunnen worden uitgevoerd met een zelfde toestel, dat in Philips' Lichttechnisch Laboratorium is ontwikkeld. Het heeft de naam *wegdekreflectometer* gekregen en wordt in het nu volgende beschreven.

De wegdekreflectometer

De grootheid q_0 is de luminantiefactor gemiddeld over alle in de praktijk voorkomende richtingen van lichtinval en van waarneming (hoeken γ en δ in fig. 1). In plaats van nu q_0 te bepalen als het gemiddelde over alle punten die van één punt uit worden verlicht, kan men ook de luminantiefactor bepalen van één punt van het wegdek dat uit alle richtingen *tegelijk* wordt verlicht. Dit laatste kan verwezenlijkt worden door boven het wegdek een lichtgevend plafond aan te brengen van voldoende uitgebreidheid om alle hoeken γ en δ te omvatten die in de praktijk van de wegverlichting van belang zijn. Onder dit plafond ligt dan het meetpunt P (zie *fig. 7*). Wil de in dit punt gemeten

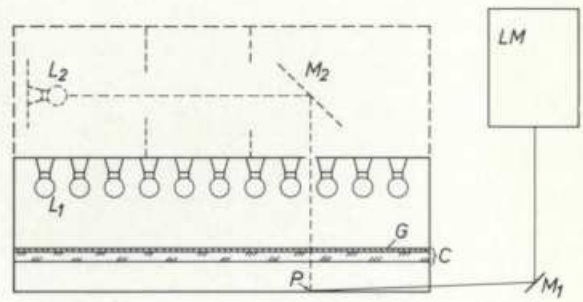


Fig. 7. Doorsnede van de wegdekreflectometer. De luminantie in punt P van het wegdek wordt gemeten met een luminantiemeter LM via een spiegel M_1. Punt P wordt verlicht door een gelijkmatig door gloeilampen L_1 verlicht opaalglazen plafond C waarop een masker G van niet doorlatende cirkels is aangebracht; de doorlatende fractie van het oppervlak is evenredig gemaakt met $1/\cos\gamma$, waarmee wordt bereikt dat ieder deel van het oppervlak dezelfde lichtsterkte in de richting van P heeft. De gemeten luminantie is dan een maat voor de gemiddelde luminantiefactor q_0.
Voor de meting van q_p wordt het plafond C uit het toestel genomen en punt P door lamp L_2 via spiegel M_2 loodrecht van boven verlicht. Uit q_0 en q_p volgt κ_p.

luminantie evenredig zijn met de gemiddelde luminantiefactor q_0 van het wegdek, dan moet de factor $I(\gamma,\delta)$ in verg. (2) een constante zijn. Hiertoe moet ieder oppervlakte-element van het plafond dezelfde lichtsterkte I in de richting van P hebben. Dit houdt bij een diffuus stralend plafond in dat de luminantie van het plafond omgekeerd evenredig moet zijn met $\cos\gamma$. Om dit te bereiken, wordt een gelijkmatig verlicht

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

opaalglazen plafond toegepast waarop het in *fig. 8* afgebeelde masker van niet doorlatende cirkels is aangebracht; de „effectieve" luminantie van het plafond is nu evenredig met de fractie van het oppervlak die doorlatend is.

Het plafond bevindt zich in het meetinstrument op een hoogte van 30 mm boven het te onderzoeken wegdek; het meetpunt P ligt loodrecht onder het middelpunt der concentrische cirkels. Een klein gebied rondom P wordt door een luminantiemeter onder een hoek van 1° met het wegdek waargenomen [7]. De grootte van dit gebied, nl. 10 bij 100 mm, is een compromis: het moet klein zijn ten opzichte van het verlichtend plafond om voldoende een punt te benaderen, en het moet groot zijn ten opzichte van structuurdetails van het wegdek om een representatieve meting op te leveren. Aan deze laatste eis is bij wegdekken met grovere structuur niet voldaan, zodat op deze wegdekken meer dan één meting nodig is. Het instrument wordt geijkt met een standaardoppervlak van bekende gemiddelde luminantiefactor.

De bepaling van κ_p vereist de meting van de luminantiefactor q_p bij loodrecht opvallend licht. Voor de meting van q_p is een speciale lamp in het meetinstrument aangebracht, die punt P loodrecht van boven verlicht. Hierbij wordt het plafond uit het toestel genomen.

Het meetinstrument, dat in *fig. 9* staande op een wegdek is afgebeeld, wordt uit een accubatterij gevoed en is gemakkelijk verplaatsbaar.

Fig. 8. Masker van niet doorlatende cirkels op het plafond van de wegdekreflectometer. Men meet de luminantie in het wegdekpunt loodrecht onder het middelpunt der cirkels.

Fig. 9. De wegdekreflectometer op een wegdek.

[7] De toegepaste luminantiemeter is beschreven in W. Morass en F. Rendl, Portable measuring instrument for road-surface luminance, Light and Lighting **60**, 157-160, 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wegdekclassificatie en ontwerpprocedure

Met behulp van de verkregen waarden van q_0 en κ_p moet nu de gemiddelde luminantie $\bar{L}$ van een ontworpen installatie worden bepaald. Deze is allereerst evenredig met de gemiddelde luminantiefactor q_0, met de sterkte van de lamp in het armatuur, uitgedrukt door zijn lichtstroom Φ, en omgekeerd evenredig met het per armatuur te verlichten oppervlak. Bij een weg van w meter breed en een lichtmastafstand van s meter is dit oppervlak ws m². Verder is er een minder eenvoudige afhankelijkheid van de lichtverdeling van het armatuur, de κ_p-waarde van het wegdek, de configuratie van de installatie (enkelzijdig, zigzag, portaal, enz.) en de positie van de waarnemer. Deze laatste invloeden worden alle samengevat in één evenredigheidsfactor τ, en men schrijft dus:

$$\bar{L} = q_0 \tau \frac{\Phi}{w s} .$$

De waarde van τ dient nu voor alle mogelijke gevallen te worden berekend uit de gegevens van wegdek en armatuur.

Om de veelheid van gevallen te overzien, is een classificatie van de wegdekken naar κ_p-waarde ingevoerd. De volgende indeling in vijf klassen is naar de mening der auteurs nauwkeurig genoeg en is voorgesteld aan de Commission Internationale de l'Eclairage.

Klasse	I:	$\kappa_p < 0{,}22$,
	II:	$0{,}22 \leqq \kappa_p < 0{,}33$,
	III:	$0{,}33 \leqq \kappa_p < 0{,}44$,
	IV:	$0{,}44 \leqq \kappa_p < 0{,}55$,
	V:	$0{,}55 \leqq \kappa_p$.

Met opklimmend nummer der klasse wordt de reflexie van het wegdek minder diffuus. Vrijwel alle voorkomende (droge) wegdekken vallen in de klassen I t/m IV. Door slijtage kan een wegdek zo glad worden dat het in klasse V terecht komt.

Omdat wegdekken met gelijke κ (of κ_p) gelijkvormige luminantiefactordiagrammen bezitten, volgt nu uit de lichtverdeling van een armatuur te zamen met de κ_p-waarde van een wegdek de luminantieverdeling voor deze combinatie. Door berekening van het gemiddelde over een groot aantal punten kan de gemiddelde luminantie en dus ook de waarde van τ voor deze combinatie worden verkregen. Deze berekening is voor vele combinaties — met behulp van een rekenmachine — uitgevoerd voor een verlichtingsinstallatie die een *standaardconfiguratie* bezit. Uit de elementen hiervan laat zich iedere praktische installatie samenstellen, en de τ-waarde wordt dan als volgt bepaald.

De standaardinstallatie (zie *fig. 10*) bestaat uit een rij lantaarns op een hoogte van h meter boven de as van een $4h$ meter brede weg. Deze weg is in de lengterichting verdeeld gedacht in $0{,}1h$ meter brede stroken, die zich uitstrekken van $6h$ tot $15h$ meter vóór de waarnemer. Iedere praktische installatie zal bestaan uit een aantal van deze stroken (bij lantaarns aan beide zijden van de weg worden twee installaties gesuperponeerd). Voor iedere strook wordt de waarde van τ afzonderlijk berekend, en voor de j-de strook, waarbij j het nummer van de strook aangeeft en loopt van —20 t/m +20, is de gemiddelde luminantie:

$$\bar{L}_j = q_0 \tau_j \frac{\Phi}{0{,}1\ hs} .$$

Bestaat een ontworpen installatie bijvoorbeeld uit de stroken —1 t/m 10, dan volgt de gemiddelde luminantie $\bar{L}$ uit:

$$\bar{L} = \frac{1}{11} \sum_{j=-1}^{10} \bar{L}_j = q_0 \frac{\Phi}{1{,}1\ hs} \sum_{j=-1}^{10} \tau_j . \quad . \quad (3)$$

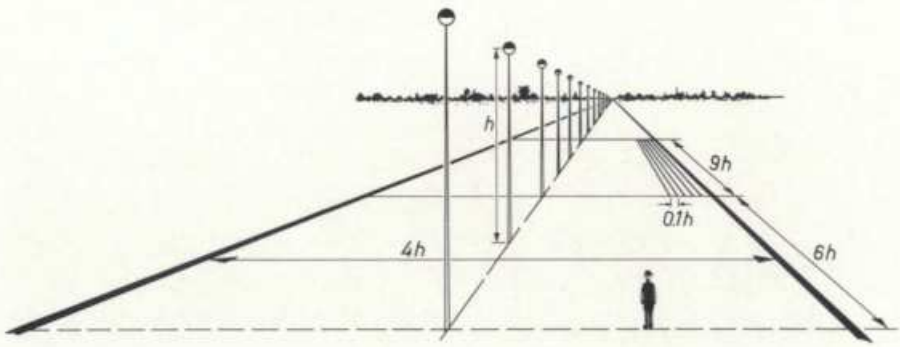


Fig. 10. Standaardconfiguratie van een weg met lantaarns. Uit de stroken waarin de weg is verdeeld kan iedere denkbare configuratie waarvoor men de gemiddelde luminantie wil berekenen worden samengesteld. Bij meer rijen lantaarns gaat de berekening in stappen, waarvan de uitkomsten worden opgeteld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het vereenvoudigt de berekening indien τ_j niet voor iedere strook afzonderlijk wordt opgegeven maar in één keer

$$\sum_{1}^{n} \tau_j$$

als functie van n. Dit gebeurt in de vorm van $\Sigma\,\tau_j$-curven, waarvan *fig. 11* een voorbeeld geeft, geldend voor het armatuur met lichtverdeling volgens fig. 4*a* en voor een wegdek behorend tot klasse II. De figuur

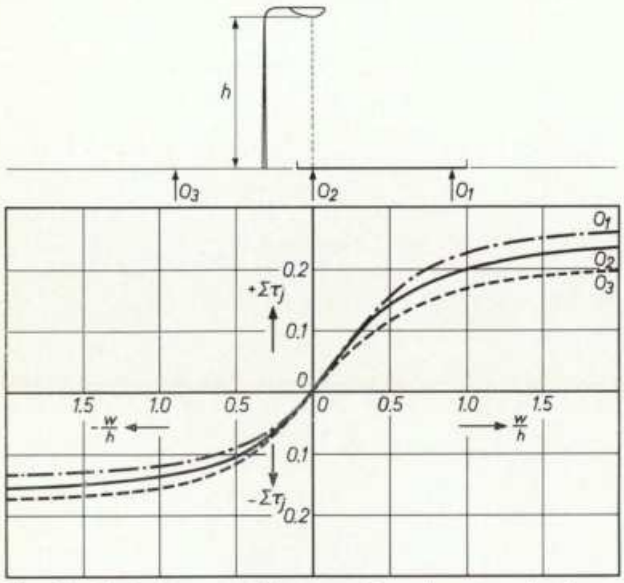


Fig. 11. Grafische voorstelling van $\Sigma\tau_j$, uitgezet op de dwarsdoorsnede van de standaardinstallatie (fig. 10). Deze curven gelden voor het armatuur met lichtverdeling volgens fig. 4*a* en voor wegdekklasse II. Bovenaan een schets van de ontwerpinstallatie die in de tekst als rekenvoorbeeld wordt gebruikt, in de juiste ligging ten opzichte van de grafiek en op de juiste schaal. Er zijn drie curven voor de drie waarnemerposities O_1, O_2 en O_3.

vertoont drie curven, overeenkomend met de drie waarnemerposities O_1, O_2 en O_3, die in de schets boven de grafiek zijn aangegeven. Uit deze figuur wordt de $\Sigma\,\tau_j$-waarde afgelezen door de dwarsdoorsnede van de te ontwerpen installatie op de horizontale as op schaal in te tekenen. De $\Sigma\,\tau_j$-waarde voor de rechter wegrand, verminderd met die voor de linker wegrand, geeft de $\Sigma\,\tau_j$-waarde voor de door de weg beslagen breedte. Als illustratie is in de schets boven de grafiek een weg getekend die zich in breedte uitstrekt van $-0{,}1h$ tot $+1{,}0h$. De $\Sigma\,\tau_j$-waarde voor waarnemerpositie O_2 is voor dit geval $\Sigma\,\tau_j = 0{,}20 - (-0{,}03) = 0{,}23$.

Is de waarde van $\Sigma\,\tau_j$ zo bepaald, dan volgt uit (3) bij voorgeschreven gemiddelde luminantie $\bar{L}$ de grootte van de vereiste paalafstand s.

Sommige armaturen laten het gebruik van lampen van verschillende sterkte toe zonder dat hun lichtverdeling daardoor veel verandert. Is de paalafstand die men nodig heeft voor de vereiste gemiddelde luminantie aanmerkelijk kleiner dan die welke uit een oogpunt van gelijkmatigheid toelaatbaar is, dan kan een sterkere lamp tot een meer economische oplossing leiden.

Verstrekt de fabrikant van een wegverlichtingsarmatuur voor ieder van de vijf κ_p-klassen het isoluminantiediagram en de, voor verschillende waarnemers geldende, $\Sigma\,\tau_j$-curven van het armatuur, dan is bij het maken van een nieuw ontwerp dank zij de beschreven procedures een snelle vergelijking tussen verschillende armaturen mogelijk. De procedures hebben een nauwkeurigheid van $\pm$ 15%. Is eenmaal een bepaald armatuur gekozen, dan wordt, waar een grotere nauwkeurigheid vereist is, voor het gekozen armatuur een punt-voor-punt-berekening uitgevoerd, die tot correcties op de berekende lichtmastafstanden kan leiden.

Samenvatting. De lichtbronnen van een wegverlichtingsinstallatie roepen op het wegdek, zoals dat door een weggebruiker wordt waargenomen, een luminantieverdeling van gecompliceerde vorm te voorschijn. Iedere wegverlichting moet aan zekere eisen van gelijkmatigheid van de luminantieverdeling en gemiddeld niveau van de luminantie voldoen. Beide eigenschappen worden in de regel verbeterd door verkleining van de afstand der lichtpunten, wat de installatie evenwel duurder maakt. In Philips' Lichttechnisch Laboratorium is een snelle procedure ontwikkeld voor het vaststellen van de maximaal toelaatbare lichtpuntafstand. Door deze procedure voor verschillende verlichtingsarmaturen uit te voeren kan men het geschiktste armatuur uitzoeken. Hierbij wordt gebruik gemaakt van een classificatie van wegdekken naar hun lichtreflecterende eigenschappen. Een instrument wordt beschreven dat in één meting de gemiddelde luminantiefactor van een wegdek vaststelt, en in een tweede meting een grootheid die samen met de gemiddelde luminantiefactor de plaats van het wegdek in deze classificatie bepaalt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Supergeleidende magneten

A. L. Luiten

Het opwekken van zeer sterke magneetvelden door middel van supergeleidende spoelen, een toepassing van de supergeleiding die bij de ontdekking van het effect — ruim een halve eeuw geleden — voor het grijpen leek, is pas de laatste jaren een realiteit geworden. Onderstaand artikel geeft, naast enige algemene beschouwingen, een beschrijving van een aantal supergeleidende magneten die in het Philipslaboratorium te Eindhoven zijn geconstrueerd.

Al dadelijk na de ontdekking van de supergeleiding, door Kamerlingh Onnes en Holst in 1911, zag men in dat toepassing van supergeleidend materiaal misschien het construeren van grote elektromagneten met hoge veldsterkte mogelijk zou maken [1]. Bij wikkelingen van normaal geleidend materiaal zijn immers grote elektrische vermogens vereist, welke geheel worden omgezet in warmte, die moeilijk is af te voeren. Bij supergeleidende magneetwikkelingen daarentegen is voor het instandhouden van een magneetveld geen elektrisch vermogen vereist, ongeacht de veldsterkte en de afmetingen van de spoel. Daar staat natuurlijk wel tegenover dat de wikkelingen op een temperatuur moeten worden gehouden die beneden het sprongpunt T_c van het spoelmateriaal ligt, d.i. de temperatuur waarbij de normale toestand overgaat in de supergeleidende. Daar T_c niet meer dan enkele graden Kelvin bedraagt (b.v. voor lood 7,2 °K en voor tin 3,7 °K), vereist dit het gebruik van vloeibaar helium.

Met een door Kamerlingh Onnes geconstrueerde magneet met een wikkeling van looddraad bleek het echter niet mogelijk een veld te produceren dat sterker was dan enige honderden oersted: bij opvoeren van de stroom kreeg de wikkeling op een gegeven ogenblik weer zijn normale elektrische weerstand. Dit leidde tot de ontdekking van de kritische veldsterkte H_c, d.i. de maximale sterkte van een uitwendig veld waarbij een bepaald materiaal in de supergeleidende toestand kan verkeren. Van alle toen bekende supergeleidende materialen bleek H_c kleiner te zijn dan 1000 Oe (8×10^4 A/m).

In 1931 vonden De Haas en Voogd [2] een bismutlegering waarvan H_c veel groter was, nl. 15 000 Oe, maar draden van dit materiaal bleken reeds in de normale toestand over te gaan bij een stroomsterkte waarbij het door de stroom zelf opgewekte magneetveld zeer veel zwakker was dan H_c [3]. Hier was men voor de eerste maal op het derde belangrijke verschijnsel gestoten. Bij draad van supergeleidende legeringen en verbindingen is de maximaal mogelijke stroomsterkte veel geringer dan de stroomsterkte waarbij het door de stroom zelf opgewekte veld aan het oppervlak van de draad de waarde H_c bereikt. Karakteristiek voor zulk materiaal is de zg. kritische stroomdichtheid j_c, die evenals T_c afhangt van de sterkte van een eventueel uitwendig magneetveld.

De eerste magneet die een redelijk sterk veld kon leveren (7000 Oe), werd pas ruim twintig jaar later gebouwd, door Yntema [4] in 1955. In deze magneet was als wikkelmateriaal koud-gedeformeerd niobiumdraad gebruikt.

Als begin van de stormachtige ontwikkeling die thans gaande is, moet echter het jaartal 1961 worden aangemerkt. Kunzler c.s. [5] beschreven toen een magneet waarmee 15 000 Oe bereikt kon worden, en die gewikkeld was van molybdeen-renium-draad. Kort nadien werden er enige materialen ontdekt die tegelijkertijd een hoge sprongtemperatuur en een hoge kritische veldsterkte bleken te bezitten en waarvan de kritische stroomdichtheid door een geschikte metallurgische behandeling en mechanische deformatie tot een hoge waarde kon worden opgevoerd. Reeds spoedig werden met spoelen van niobium-zirkoniumdraad veldsterkten van 60 tot 70 kOe bereikt, terwijl niobium-tindraad nog veel wijdere perspectieven leek te bieden. De overschrijding van 100 kOe heeft echter meer moeite gekost dan aanvankelijk werd verwacht en is dan ook pas in

Ir. A. L. Luiten, medewerker van Philips' Hoofdindustriegroep Röntgen- en Medische Apparaten, destijds medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1] Voor een bespreking van de voornaamste aspecten van de supergeleiding en van de huidige theoretische inzichten daaromtrent zie: J. Volger, Philips techn. T. **29**, 1, 1968 (no. 1), alwaar men ook een uitvoerige bibliografie vindt.
[2] W. J. de Haas en J. Voogd, Comm. Leiden **19**, no. 214 c, 1931.
[3] W. H. Keesom, Comm. Leiden **21**, no. 234 f, 1935.
[4] G. B. Yntema, Phys. Rev. **98**, 1197, 1955.
[5] J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. Hsu, B. T. Matthias en C. Wahl, J. appl. Phys. **32**, 325, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

1963 gelukt. De voortgang in het 100-kOe-gebied gaat langzamer. Een magneet voor ca. 140 kOe is in de V.S. in aanbouw. Met behulp van niobium-tindraad is theoretisch een veldsterkte van ruim 200 kOe bereikbaar. Het is te danken aan de zeer grote toelaatbare stroomdichtheid van dit materiaal — bij 100 kOe b.v. is nog een stroomdichtheid van ca. 200 kA/cm² mogelijk — dat men dergelijke veldsterkten kan bereiken met spoelen die aanvaardbare afmetingen hebben. Anderzijds kunnen, dankzij de mogelijkheid supergeleidende spoelen te maken, thans ook vrij sterke velden gerealiseerd worden in volumina van vele kubieke meters, wat voorheen ondenkbaar was.

Een unieke eigenschap van supergeleidende magneten is dat men er een volmaakt constant magneetveld mee kan verkrijgen door de spoel, na het instellen van de bekrachtigingsstroom, kort te sluiten met een supergeleidende schakelaar (*fig. 1*).

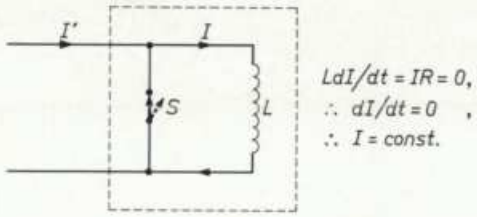


Fig. 1. Sluit men de spoel, als daar een stroom I door vloeit, kort door middel van de supergeleidende schakelaar S, zodat een gesloten supergeleidende keten ontstaat — een keten dus waarvan de weerstand R nul is —, dan reageert de stroomsterkte I niet langer op variaties in de stroom I' die in de uitwendige keten vloeit. Variatie van I' leidt alleen tot een verandering van de stroom die door S vloeit.

Het ontwerpen van een supergeleidende magneet is voor de constructeur een opgave die sterk verschilt van het ontwerpen van een gewone elektromagneet. Het probleem hoe een groot vermogen af te voeren ontbreekt hier, en dat is natuurlijk een groot voordeel, maar in plaats daarvan wordt men geconfronteerd met een aantal andere problemen, waarvan de aard en de ernst afhangen van de afmetingen en de veldsterkte van de te bouwen magneet, en die dus van geval tot geval verschillen. Deze problemen komen o.a. voort uit de eigenschappen van het wikkelmateriaal en uit het feit dat bij grote magneten — preciezer: magneten met een grote veldenergie — een plaatselijke overgang van de spoeldraad naar de normale toestand tot een catastrofe kan leiden, wanneer men geen voorzorgen treft. Doordat de weerstand van spoeldraad in de normale toestand veelal zeer hoog is, wordt er een aanzienlijke Joule-warmte ontwikkeld. Dit heeft tot gevolg dat de omvang van het normale gebied snel toeneemt en de weerstand van de spoel eveneens. Daardoor neemt de stroom steeds sneller af en treedt er een relatief hoge zelfinductiespanning op, die doorslag kan veroorzaken. Verder kan het in de vorm van Joule-warmte vrijkomen van veldenergie in het normaal geleidende gedeelte aanleiding geven tot een zo sterke plaatselijke verhitting dat de isolatie beschadigd wordt of zelfs dat de draad doorsmelt.

De behandeling van deze aspecten zal een groot deel van dit artikel uitmaken. Daaraan vooraf gaat een korte beschouwing over verschillende supergeleidende materialen, alsmede over de geschiktheid daarvan voor toepassing in magneten. Het artikel wordt besloten met een hoofdstuk over ontwerp, bouw en gebruik van laboratorium-magneten, waarbij een aantal door ons gemaakte magneten ter sprake zal komen (*fig. 2*).

Supergeleidende materialen

Drie soorten supergeleiders

Men onderscheidt de supergeleiders in die van de eerste, de tweede en de derde soort [1]. Die van de eerste soort, ook wel „zachte supergeleiders" genoemd, zijn de vanouds bekende, zoals tin, lood, kwik en indium. Voor deze stoffen gelden de hierboven gemaakte opmerkingen omtrent de kritische veldsterkte H_c: afgezien van plaatselijke verschillen in veldsterkte door de demagnetisatie, gaat een monster bij deze waarde van het uitwendige veld in zijn geheel van de supergeleidende naar de normale toestand over. Behalve in een dunne oppervlaklaag is bovendien bij H_c in het hele monster de inductie B nul. In deze oppervlaklaag vloeit een stroom, de zg. afscherm- of Meissner-stroom, die in het inwendige een inductie veroorzaakt die de inductie die door het uitwendige veld veroorzaakt wordt, precies opheft (Meissner-effect). Het magnetisch gedrag van deze materialen wordt in *fig. 3* weergegeven door curve *1*. De kritische veldsterkte H_c bedraagt ten hoogste enkele honderden oersted.

Bij de supergeleiders van de tweede soort kan het veld wèl geleidelijk binnendringen. Dit begint, als men het uitwendige veld laat toenemen, reeds bij een relatief lage waarde H_{c1} (enige tientallen oersted), maar is pas voltooid bij een waarde H_{c2}, die gewoonlijk veel hoger is dan de kritische veldsterkte H_c van de zachte supergeleiders. Tussen H_{c1} en H_{c2} verkeert het materiaal in de zg. mengtoestand. Het is dan doorregen met milliarden normale „draden" die ieder een flux Φ_0 dragen, het zg. fluxquantum. In een dunne laag rondom zo'n fluxdraad loopt weer een afschermstroom, reden waarom men ook wel spreekt van wervel of werveldraad. Bij $H = H_{c2}$ nemen de normale draden gezamenlijk juist het hele volume in beslag.

Bij supergeleiders van de derde soort, of „harde supergeleiders", gebeurt in principe hetzelfde, maar hier kunnen de fluxdraden niet direct in het gehele volume binnendringen. Ze vullen aanvankelijk een aan-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

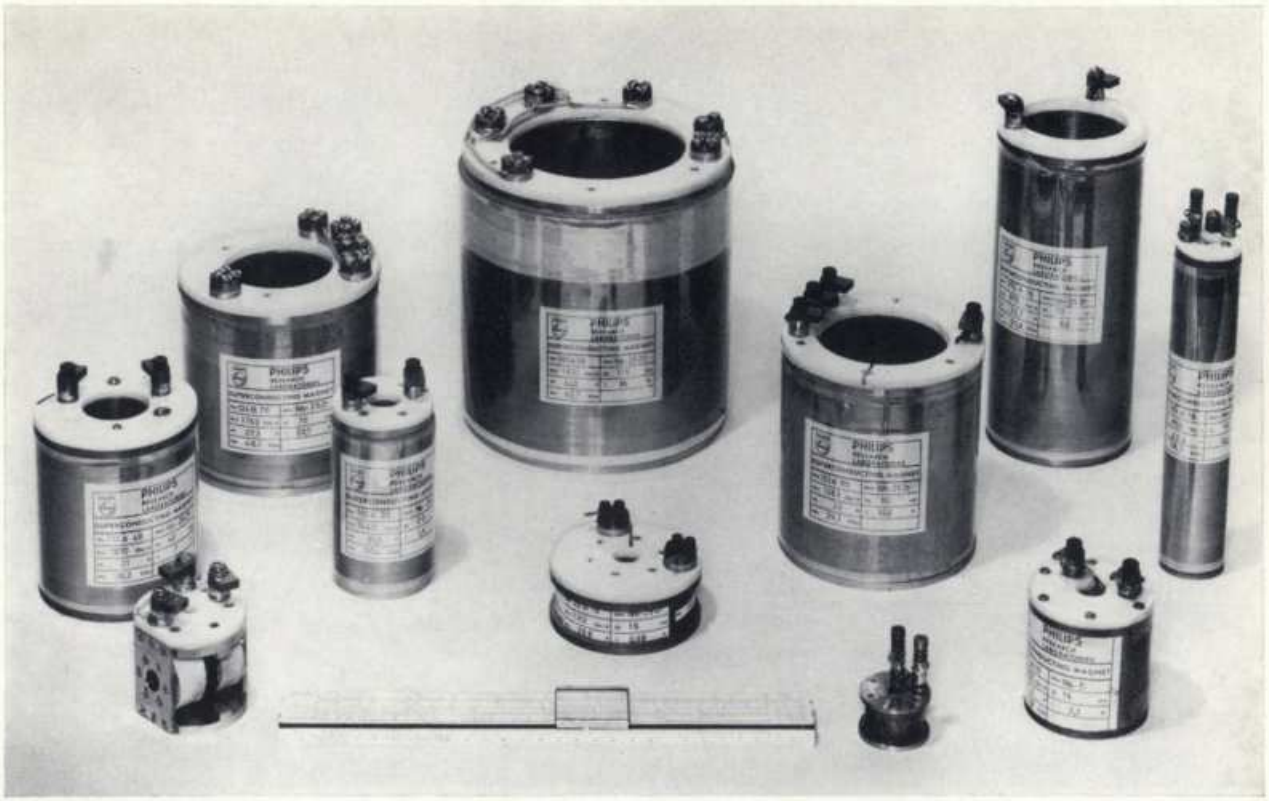


Fig. 2. Een aantal in het Philipslaboratorium te Eindhoven vervaardigde experimentele supergeleidende magneten. Links vooraan een kleine magneet met luchtspleet, speciaal gemaakt voor optisch onderzoek. Geheel rechts een spoel die een zeer goed homogeen, gemakkelijk te berekenen veld levert, o.a. toegepast voor het ijken van Hall-elementen voor veldsterktemeters.

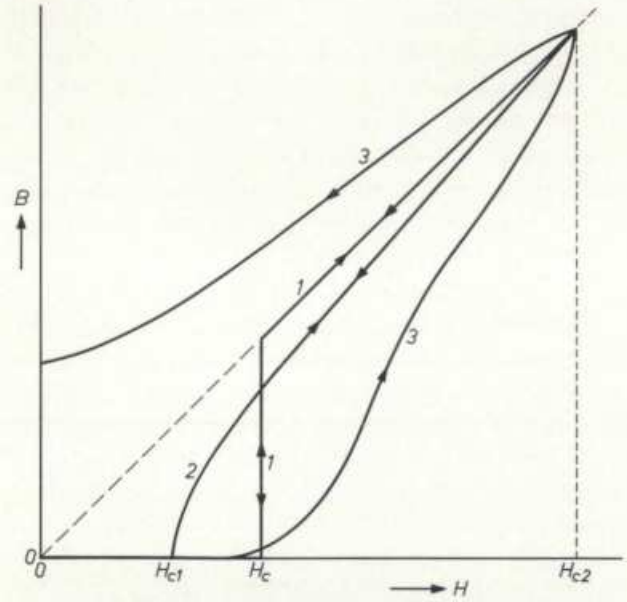


Fig. 3. Het verloop van de inductie B met de veldsterkte H bij de drie soorten supergeleiders. Bij supergeleiders van de eerste soort (curve *1*) is in het gebied $0 < H < H_c$ de inductie nul (Meissner-effect). Bij $H = H_c$ gaat het materiaal over in de normale toestand en kan het veld ongehinderd binnendringen. In het gebied $H > H_c$ is $B = H$. Bij supergeleiders van de tweede soort (curve *2*) begint het binnendringen van het veld als men H laat toenemen bij de relatief lage veldsterkte H_{c1}, maar is pas volledig bij de relatief hoge veldsterkte H_{c2}. De curven *1* en *2* gelden zowel voor toenemende als voor afnemende veldsterkte. Bij supergeleiders van de derde soort gebeurt in principe hetzelfde als bij die van de tweede, maar er is naast de reversibele component ook nog een tweede, die hysteresis vertoont, zodat hier B niet ondubbelzinnig bepaald wordt door H (curve 3).

tal vakjes aan het oppervlak; bij verder toenemen van het veld worden, stap voor stap, dieper gelegen vakjes door het magneetveld „veroverd". We komen hierop aanstonds terug.

De drie typen supergeleiders vertonen een zeer verschillend gedrag bij doorgang van een stroom. Dit aspect van het gedrag van supergeleiders, dat in de inleiding werd aangestipt en dat voor de constructeur misschien wel het belangrijkste is, willen we nu afzonderlijk onder de loep nemen. Daarna kunnen dan de verdere details van het magnetisch gedrag makkelijker besproken worden.

In een supergeleider van de eerste soort, een supergeleider dus die het Meissner-effect vertoont ($B = 0$), vloeit een stroom die men erdoor zendt, een zg. transportstroom, in een dunne oppervlaklaag, evenals de afschermstroom. Bij de supergeleiders van dit type wordt de hoogste waarde I_c die de transportstroom kan hebben, bepaald door de magnetische veldsterkte die de stroom zelf aan het oppervlak van de supergeleider teweegbrengt (regel van Silsbee). Wanneer een uitwendig transversaal veld H wordt aangelegd, kan er evenzeer een transportstroom vloeien, mits weer de maximaal optredende veldsterkte aan het oppervlak van de supergeleider de waarde H_c niet overschrijdt.

Een supergeleider van de tweede soort gedraagt zich zolang $H < H_{c1}$ is precies eender, maar in het gebied $H_{c1} < H < H_{c2}$ is de toestand geheel verschillend. In

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een ideale supergeleider van de tweede soort kan in dit veldsterktegebied theoretisch geen superstroom vloeien; deze zou, hoe zwak ook, de supergeleidende toestand direct in de normale doen overgaan. Supergeleiders van de derde soort hebben daarentegen een zeer hoog stroomvoerend vermogen. De fysische achtergrond van deze beide verschijnselen is de volgende.

De fluxdraden waarmee een supergeleider van de tweede soort in de mengtoestand is doorregen, zijn gelijkmatig over de doorsnede verdeeld. Stuurt men een transportstroom door een draad die in de mengtoestand verkeert, dan gaan de fluxdraden zich dwars op de stroomrichting bewegen, zodat plaatselijk $dB/dt \neq 0$ wordt. Daardoor wordt een stroompje geïnduceerd dat warmte ontwikkelt, o.a. doordat het ook door de normale kern van de fluxdraden vloeit. Het supergeleidende materiaal vertoont dus, merkwaardig genoeg, een zekere weerstand; een persisterende stroom kan in een dergelijke supergeleider niet vloeien. In een supergeleider van de derde soort kunnen de fluxdraden zich slechts over een kleine afstand verplaatsen; ze stoten aldra op een hindernis. Als zodanig fungeren allerlei roosterfouten, kristalgrenzen enz. Dit verklaart enigszins waarom men het stroomvoerend vermogen van een bepaald materiaal kan verhogen door het koud te deformeren: hierdoor wordt immers een groot aantal roosterfouten gecreëerd.

Deze verankering van de fluxdraden heeft ook gevolgen voor het magnetische gedrag. Wanneer een toenemend uitwendig veld de waarde H_{c1} overschrijdt, wordt, als gezegd, maar een deel van het monster gevuld met fluxdraden; globaal gesproken alleen het deel dat zich buiten de buitenste hindernissen bevindt. Bij afwezigheid van een transportstroom zijn de vakjes waar het veld is binnengedrongen gelijkmatig met fluxdraden gevuld. In het inwendige van de genoemde vakjes compenseren de wandstromen van de fluxdraden elkaar dus, alleen aan het oppervlak ervan is er een nettostroom. Macroscopisch bekeken heeft men de situatie dat de afschermstroom niet langer overal aan het oppervlak van het monster vloeit, maar deels langs de naar binnengelegen wanden tussen de vakjes. Neemt het uitwendige veld verder toe, dan wordt de onderlinge afstoting van de fluxdraden sterker en kan de hindernis die het vakje begrenst, genomen worden. Door de warmteontwikkeling waarmee de fluxverplaatsing gepaard gaat houdt de hindernis op supergeleidend te zijn en bezwijkt dientengevolge totaal, zodat het volgende vak geheel „volloopt" met fluxdraden, enz.

Het binnendringen van het magneetveld in een monster gaat dus sprongsgewijs en iedere fluxsprong gaat gepaard met een zekere warmteontwikkeling. Zijn de vakken relatief groot, dan kan deze warmteontwikkeling een aanmerkelijke omvang aannemen. Hetzelfde geldt wanneer een voorgaande barrière veel hoger is dan een aantal volgende, zodat met het bezwijken ervan een aantal vakken tegelijk volloopt. Laat men een toenemende transportstroom vloeien, dan treden eveneens fluxsprongen op.

De verandering van B kan ten hoogste gelijk zijn aan het verschil in ordinaatwaarde van curve *3* in fig. 3 en de rechte $B = H$; dit maximum is dus geringer naarmate H dichter bij H_{c2} ligt.

Daar de afschermstromen die in de wanden van de vakjes vloeien *elke* veldverandering in het materiaal tegengaan, zal bij *afnemen* van het uitwendige magneetveld ook het *uittreden* van de in een supergeleider van de derde soort binnengedrongen flux belemmerd worden. Dit verklaart de sterke magnetische hysteresis die deze supergeleiders vertonen. De hysteresis is sterker naarmate het stroomvoerend vermogen van het materiaal en de afmetingen van het monster groter zijn.

Supergeleidend materiaal voor magneetspoelen

Voor het wikkelen van magneetspoelen komen, naar uit het voorgaande duidelijk geworden zal zijn, alleen supergeleiders van de derde soort in aanmerking. Het sprongpunt ervan moet liefst ruim boven de werktemperatuur liggen (meestal 4,2 °K, het kookpunt van helium). Naarmate het verschil tussen T_c en de werktemperatuur groter is, vertoont een draad nl. een hogere waarde van de kritische stroomsterkte I_c en van de kritische veldsterkte H_{c2}. Dit laatste is van belang omdat H_{c2} de absolute bovengrens is van de te bereiken veldsterkte. Ten slotte moet ook de kritische stroomdichtheid j_c bij de werktemperatuur niet te klein zijn, opdat men de afmetingen van de spoelen binnen acceptabele grenzen kan houden.

Zuivere metalen worden niet meer gebruikt voor het maken van spoelen; de meeste supergeleidende chemische elementen zijn supergeleiders van de eerste soort, de overige zijn minder geschikt doordat H_{c2} relatief laag is (vgl. de niobiumspoel van Yntema). De thans toegepaste materialen zijn dan ook hetzij legeringen, hetzij chemische verbindingen van twee metalen. We zullen deze beide groepen nu kort bespreken.

De voornaamste, thans voor de constructie van spoelen in gebruik zijnde *legeringen* zijn Nb-Zr en Nb-Ti; vroeger is ook Mo-Re wel gebruikt. De kritische veldsterkte H_{c2} van deze legeringen hangt af van de mengverhouding van de samenstellende elementen, welke meestal binnen ruime grenzen te variëren is. Zo heeft niobium met 25% zirkoon een kritische veldsterkte van ca. 68 kOe, doch door het zirkoongehalte te verhogen kan men de waarde van H_{c2} doen stijgen tot ca. 90 kOe. De hoogst bereikbare stroomdichtheid verkrijgt men daarentegen bij een zirkoongehalte van 25%. De kritische stroomdichtheid kan in sterke mate worden ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

groot door metallurgische behandelingen die de vorming van dislocaties, inhomogeniteiten en precipitaten bevorderen. In *fig. 4* is weergegeven hoe voor een draad van een bepaalde Nb-Zr-legering de kritische stroomsterkte I_c bij een aantal temperaturen afhangt van de sterkte H van een transversaal uitwendig magneetveld. Men ziet dat $I_c(H)$ en H_{c2} lager zijn naarmate de temperatuur hoger is.

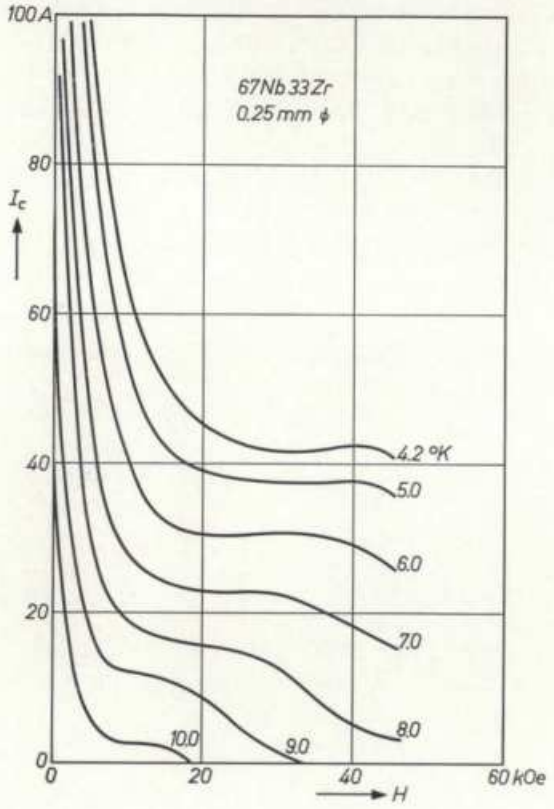


Fig. 4. Verloop bij een aantal temperaturen van de kritische stroomsterkte I_c met de sterkte H van het magneetveld voor korte monsters van een bepaald soort draad (67Nb33 Zr, 0,25 mm Ø). Het sprongpunt van dit materiaal is ruim 10 °K. De veldsterkte waarbij I_c nul wordt is de voor de desbetreffende temperatuur geldende waarde van H_{c2}.

Een hogere kritische veldsterkte dan met Nb-Zr-legeringen kan men verkrijgen met 60Nb 40Ti, nl. 120 kOe. Bij veldsterkten beneden 40 kOe vertoonde dit materiaal tot voor kort echter grotere fluxsprongen dan Nb-Zr, zodat het alleen werd toegepast voor de binnenste wikkelingen van de spoelen, die immers aan de hoogste veldsterkte zijn blootgesteld. Sedert kort zijn er Nb-Ti-legeringen met 40-80 % Ti beschikbaar die ook in relatief zwakke velden goed bruikbaar zijn en Nb-Zr zelfs overtreffen (*fig. 5*).

Ondanks de sterke vervorming is het van legeringen gemaakte draad voldoende ductiel om er spoelen van te kunnen wikkelen. Dit laatste is helaas niet het geval met alle materialen uit de andere groep, de *intermetallische verbindingen*. De meest geschikte hiervan zijn zeer bros. Voor het overige zijn de meeste van deze materialen beter bruikbaar dan de legeringen. Zo heeft Nb_3Sn een zeer hoog sprongpunt (18,1 °K) en bij 4,2 °K een kritische veldsterkte van niet minder dan ca. 220 kOe. Beneden 180 kOe vertoont het bovendien de grootste kritische stroomdichtheid van alle thans bekende supergeleiders (fig. 5).

De verbinding Nb_3Sn is toegepast in drie verschillende vormen: als draad, als kabel en als band. De laatste jaren heeft het band de twee andere vrijwel geheel verdrongen. Draad en kabel hebben het grote bezwaar dat het Nb_3Sn wegens zijn brosheid pas uit de elementen geformeerd kan worden na het wikkelen. Doordat dit een langdurig gloeiproces vereist, is men in de keus van de overige constructiematerialen voor de spoel zeer beperkt.

Het Nb_3Sn-band wordt meestal gemaakt door aan weerszijden van een dunne band van roestvrij staal (dikte ca. 40 μm), die als drager fungeert, een laagje Nb_3Sn (ca. 10 μm dik) aan te brengen. Het Nb_3Sn wordt geformeerd door neerslag van niobium en tin uit dampvormig niobiumchloride en tinchloride bij ca. 1000 °C. Bij een ander procédé laat men bij hoge temperatuur tin diffunderen in niobiumband, waarbij een dunne oppervlaklaag in Nb_3Sn wordt omgezet. Bij beide procédé's wordt het supergeleidende Nb_3Sn bedekt met een koper- of zilverlaag, waardoor de elektrische eigenschappen van het band aanzienlijk verbeteren, zoals hieronder zal worden uiteengezet.

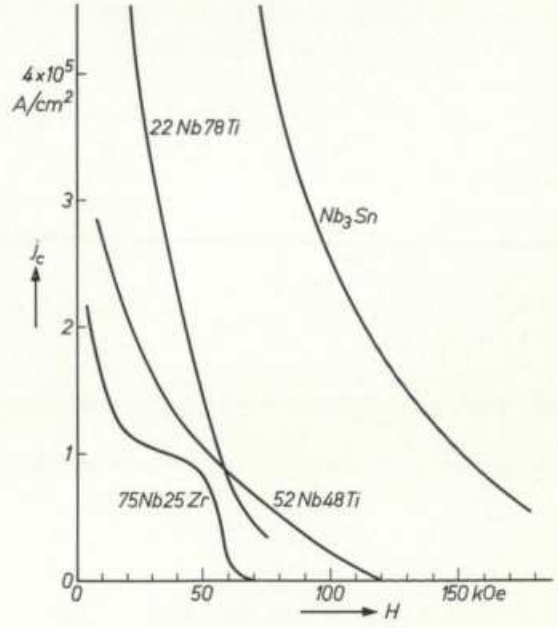


Fig. 5. Het verloop van de kritische stroomdichtheid j_c met de sterkte H van een transversaal magneetveld, bij 4,2 °K gemeten aan korte, rechte monsters van enige spoelmaterialen. De twee curven voor Nb-Ti betreffen de beste materialen van de vermelde samenstelling die thans beschikbaar zijn.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Elektrische en magnetische eigenschappen van supergeleidende magneten

Bij normaal geleidende elektromagneten is er constructief geen diepgaand verschil tussen grote en kleine. Bij supergeleidende magneten is dat geheel anders: bij grote magneten stuit men op problemen die bij kleine magneten niet van betekenis zijn, zoals b.v. de beveiliging tegen de gevolgen van plotseling overgaan in de normale toestand. Ook in menig ander opzicht verschillen de supergeleidende magneten van de gewone. We willen daarom, voor we over constructies spreken, een kort overzicht geven van de elektrische en magnetische eigenschappen van supergeleidende magneten.

Magnetische energie; zelfinductie

Bij het bekrachtigen van een supergeleidende magneet is slechts energie nodig om de stroom te doen *toenemen*. Deze energie Q wordt reversibel omgezet in magnetische veldenergie. Wanneer de zelfinductie L van de spoel constant is, geldt $Q = \frac{1}{2}LI^2$, waarin I de eindwaarde van de stroom is. In de praktijk is L niet geheel constant ten gevolge van de magnetische processen in de spoeldraad die we hierboven besproken hebben. Bij toenemende stroomsterkte tracht het supergeleidende spoelmateriaal de veldindringing in de draad tegen te gaan, waardoor een negatieve magnetisatie ontstaat die de zelfinductie van de spoel vermindert. Bij toenemende veldsterkte neemt deze magnetisatie geleidelijk af en nadert de zelfinductie tot de waarde L_1 die voor een koperen solenoïde geldt (*fig. 6*). Laat men de stroom vervolgens in sterkte afnemen, dan keert eerst de afschermstroom van richting om alvorens het magneetveld in de draden verandert. Dit geeft in de L-I-curve een klein reversibel gebied waar de zelfinductie slechts de waarde L_0 heeft, de zelfinductie van een denkbeeldige spoel, gewikkeld van volkomen diamagnetisch materiaal.

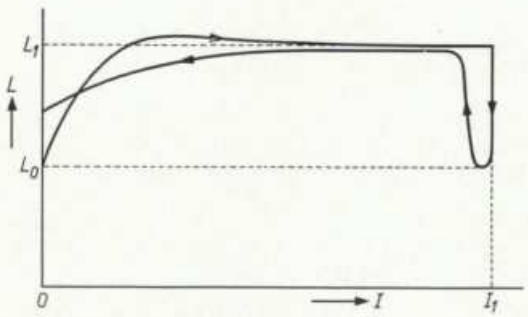


Fig. 6. Laat men de stroom I door een supergeleidende spoel toenemen van nul tot I_1 en vervolgens weer afnemen tot nul, dan varieert de zelfinductie L volgens de getekende curve. De waarde L_1 is de zelfinductie die een spoel van normaal geleidend koperdraad zou hebben. De veel lagere waarde bij geringe stroomsterkte en direct na het omkeren van de stroomrichting (minimum waarde L_0) wordt veroorzaakt door de eigen magnetisatie van de spoeldraad.

Veldlineariteit, restveld en homogeniteit

De veldsterkte in een normaal geleidende solenoïde zonder ijzerkern is in alle punten evenredig met de sterkte van de stroom die door de spoel vloeit en kan exact berekend worden. In een supergeleidende magneet wordt op dit veld van de stroom een magneetveld gesuperponeerd dat afkomstig is van de magnetisatie van de wikkeling en waarvan de sterkte en de vorm afhangen van de stroomsterkte door de windingen. Vooral in die gedeelten van de ruimte waar de veldsterkte lager is dan 10 kOe, kan men deze bijdrage niet verwaarlozen. Aan de uiteinden van een spoel is het „magnetisatieveld" het sterkst en kan de veldsterkte ervan enkele honderden oersted bedragen. In het midden is het veel zwakker (enkele tientallen oersted) en hangt de richting ervan af van de vorm van de spoel (*fig. 7*). Ten gevolge van de magnetisatie hangt de veldsterkte in een supergeleidende magneet dus niet geheel lineair af van de stroomsterkte en wordt de veldsterkte ook niet ondubbelzinnig door de stroomsterkte bepaald (hysteresis).

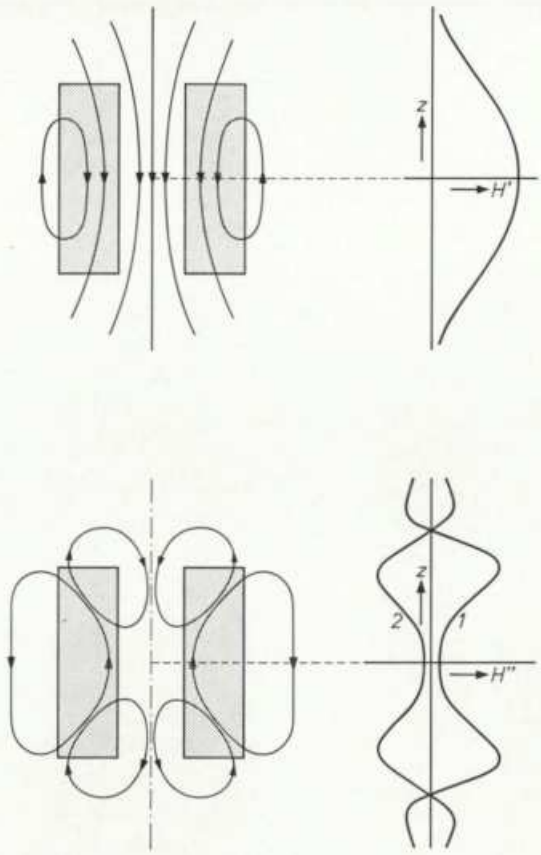


Fig. 7. Links boven het verloop van de krachtlijnen van het magneetveld, opgewekt door de stroom die vloeit in een supergeleidende spoel met de getekende doorsnede. Links onder het verloop van de krachtlijnen van het magneetveld ten gevolge van de magnetisatie van de wikkeling. De richting van de pijlen geldt voor het geval van toenemende stroomsterkte. Rechts boven het verloop met de plaatscoördinaat z van de veldsterkte H' van het „stroomveld" in de hartlijn van de spoel. Rechts onder het verloop van de sterkte van het „magnetisatieveld" H'' respectievelijk voor toenemende (curve *1*) en afnemende stroom (curve *2*).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Na het uitschakelen van de stroom blijft een gedeelte van de gepenetreerde magnetische flux („ingevroren" magnetische flux) als een soort remanentie in de supergeleider achter. De magnetisatie veroorzaakt dus een restveld, dat aan de uiteinden van de spoel vrij sterk is. Het restveld is alleen te verwijderen door de spoel te verwarmen tot boven het sprongpunt, waarbij de magnetisatie verdwijnt.

Van groot praktisch belang is de invloed van het magnetisatieveld op de *homogeniteit* van het magneetveld. Bij toenemende stroomsterkte is het veld beter homogeen dan bij afnemende, doordat in het eerste geval het magnetisatieveld een positieve bijdrage geeft welke naar de spoeluiteinden toeneemt, zodat het de afneming van het „stroomveld" ten dele compenseert.

Dit magnetisatieveld, dat niet ondubbelzinnig van de stroomsterkte afhangt, maakt het construeren van spoelen die een homogeen veld moeten leveren, zeer moeilijk. Het gemakkelijkst is de situatie wat dit betreft in spoelen waarvan de dikte van de wikkeling klein is ten opzichte van de diameter en die een relatief zwak veld moeten leveren.

Stroomdegradatie- en training-effect

Bij de eerste magneten van Nb-Zr-draad ging bij opvoeren van de stroomsterkte de wikkeling reeds plaatselijk in de normale toestand over bij een stroomsterkte die meer dan 30 à 50% was van de waarde van I_c die gevonden was bij metingen aan korte stukken draad, zoals weergegeven in fig. 4. Dit zg. degradatie-effect bleek in grote wikkelingen sterker te zijn dan in kleine. Men kon met grote magneten aanvankelijk geen zeer sterke velden maken; vergroting van het aantal windingen leidde zelfs tot een lagere maximumveldsterkte. Een eigenaardigheid van de maximumstroom was dat deze bij verschillende, van één soort draad gewonden magneten in een groot gebied ongeveer onafhankelijk bleek te zijn van het bij die stroomsterkte door de desbetreffende magneet opgewekte veld. Een tweede eigenaardigheid die men vond, was dat de maximale stroomsterkte meestal pas werd bereikt nadat de spoel eerst een aantal malen bij kleinere stroomsterkte normaal geleidend was geworden, het zg. training-effect. De aard van het degradatie-effect is inmiddels geheel duidelijk geworden, en het is thans dan ook mogelijk grote spoelen te maken waarmee wèl zeer sterke velden kunnen worden opgewekt. De fysische achtergrond van het training-effect is nog niet volledig opgehelderd.

De oorzaak van het degradatie-effect is gelegen in de warmteontwikkeling bij de fluxsprongen die optreden wanneer men de stroomsterkte opvoert. Wanneer de met een fluxsprong gepaard gaande warmtestoot zo groot is dat de draad plaatselijk in de normale toestand overgaat, zal terugkeer naar de supergeleidende toestand alleen plaatsvinden bij relatief geringe stroomsterkte. Is de stroomsterkte groter dan een bepaalde grenswaarde I_{ms}, dan is de warmteontwikkeling in het normaal geworden gebied groter dan de afvoer en breidt dit gebied zich uit. Dit gevaar is des te groter naarmate een groter stuk van de draad door de fluxsprong normaal is geworden; bij een klein stuk is de longitudinale warmteafvoer relatief groter.

In *fig. 8* is schematisch driedimensioneel voorgesteld bij welke combinaties van I, T en H een bepaald materiaal overgaat van de ene naar de andere toestand. De

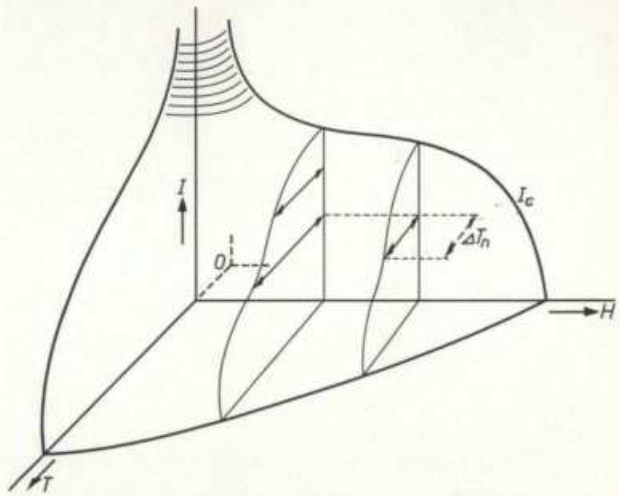


Fig. 8. Schematische voorstelling van het driedimensionele oppervlak in de I-H-T-ruimte dat de combinaties I-H-T waarbij de supergeleidende toestand aanwezig is scheidt van die waarbij dat niet het geval is. Bij gegeven temperatuur T is de temperatuurverhoging ΔT_n die het monster juist in de normale toestand doet overgaan, kleiner naarmate H en I groter zijn. Het I-H-vlak (vgl. fig. 9) is getekend ter hoogte van de werktemperatuur.

punten binnen het oppervlak dat de coördinaatvlakken snijdt volgens de getekende krommen, corresponderen met situaties waarin het materiaal supergeleidend is. Uit een dergelijke figuur kan worden afgeleid hoe de temperatuurverhoging ΔT_n die juist tot uitschakelen leidt, d.w.z. die juist de overgang naar de normale toestand zal bewerkstelligen, afhangt van stroom, werktemperatuur en magneetveld. Zoals men ziet, is ΔT_n geringer naarmate H dichter bij H_{c2} ligt, en naarmate de stroom sterker is. Anderzijds neemt, zoals we zagen, de grootte van de fluxsprongen af met toenemende veldsterkte. Deze afneming is zo sterk dat de kans op overschrijding van ΔT_n het grootst is bij lage veldsterkte, en bij veldsterkten dicht bij H_{c2} nihil. Een en ander is schematisch weergegeven in *fig. 9*. Het gebied van I-H-combinaties die tot uitschakelen kunnen leiden is in deze figuur geschaduwd. Zoals men ziet, hangt het van de helling van de werklijn af — d.i. het verband tussen de stroom I en het daardoor opgewekte veld H — of dit gebied bij het opvoeren van de stroom al dan niet gepasseerd wordt. Gebeurt dit, dan is er een zekere kans dat de maximumstroom I_{ra} niet gelijk is aan

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

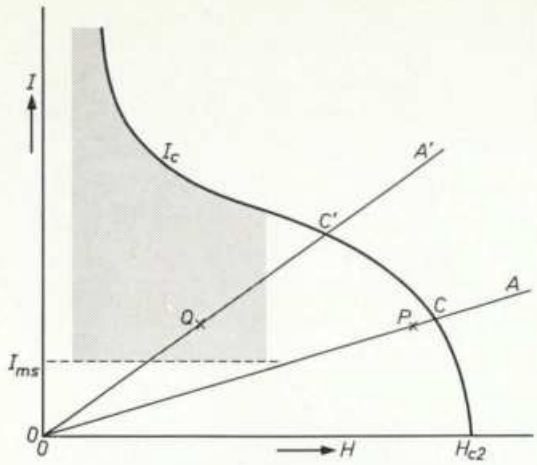


Fig. 9. *I-H*-diagram, waarin een I_c-H-curve als in fig. 4 en twee werklijnen resp. voor een sterk naar binnen gelegen wikkeling (OA) en een wat meer naar buiten gelegen wikkeling (OA'). Laatstgenoemde lijn verloopt steiler doordat het veld in de wikkeling naar buiten toe afneemt. Bij de *I-H*-combinaties in het geschaduwde gebied is er een zekere kans dat de spoel overgaat in de normale toestand, ten gevolge van de warmteontwikkeling bij fluxsprongen. Het punt C' op de lijn OA' kan daardoor in de praktijk moeilijk bereikt worden (stroomdegradatie-effect). Merkwaardig genoeg lopen de delen van de spoel waarin het sterkste veld heerst het minst gevaar. (Bij stroomsterkten kleiner dan I_{ms} breidt een normaal geworden element zich niet uit, maar keert op den duur naar de supergeleidende toestand terug.)

de ordinaatwaarde van het snijpunt van de werklijn en de kromme voor I_c; I_m ligt dan ergens tussen I_c en I_{ms}.

Wat het verloop van de werklijnen betreft, verkeren de verschillende delen van een spoel uiteraard niet in dezelfde positie. Zo doorloopt de binnenste wikkeling, waarin bij een bepaalde stroomsterkte het sterkste veld heerst, b.v. de werklijn OA, en een meer naar buiten gelegen wikkeling de werklijn OA'. Bij de stroomsterkte die voor de binnenwikkeling correspondeert met het punt P — voor deze wikkeling een toelaatbare situatie — bevindt het werkpunt Q van de andere wikkeling zich in het gevaarlijke gebied. Hoe paradoxaal het moge klinken, een spoel bezwijkt niet zelden doordat een deel waarin een relatief *zwak* veld heerst, in de normale toestand overgaat. Door het verschijnsel der stroomdegradatie is het onmogelijk exact te voorspellen welke maximale stroomsterkte men in een bepaalde magneetspoel mag verwachten.

Gewoonlijk treden in grote wikkelingen ten gevolge van fluxsprongen grotere warmtestoten op dan in kleine en is I_m dienovereenkomstig kleiner; in zeer grote spoelen is I_m soms nauwelijks groter dan I_{ms}, d.w.z. b.v. 10% van I_c. De oorzaak hiervan is dat een plaatselijk optredende fluxsprong een aantal fluxsprongen van allerlei grootte elders in de spoel kan induceren. De kans dat er daaronder een voorkomt die de spoel in de normale toestand doet overgaan, is natuurlijk groter naarmate het aantal geïnduceerde fluxsprongen groter is, ofwel naarmate de spoel groter is. Het optreden van geïnduceerde fluxsprongen maakt ook plausibel waarom bij herhaalde pogingen tot het opvoeren van de stroom de spoeldraad niet steeds op dezelfde plaats in de normale toestand overgaat.

Ten slotte nog iets over het training-effect. De belangrijkste oorzaak daarvan is ongetwijfeld de magnetisatie van de wikkelingen zelf, nadat de stroom bij lage temperatuur eenmaal is ingeschakeld geweest. Daarnaast kan warmteontwikkeling door mechanische oorzaken, b.v. het verschuiven van windingen, een rol spelen.

De invloed van de magnetisatie is de volgende. Als men een wikkeling afkoelt tot onder het sprongpunt en men laat de stroom zover toenemen dat de wikkeling ergens in de normale toestand overgaat, dan zal na het uitschakelen van de stroom een deel van de spoel nog supergeleidend zijn; zeker is dit het geval wanneer men de stroom snel uitschakelt. Het supergeleidende deel is dus, als men opnieuw de stroom inschakelt en gaat opvoeren, reeds „voorgemagnetiseerd", zodat in dat deel vrijwel geen fluxsprongen meer kunnen voorkomen. De kans dat ergens in de spoel een te grote fluxsprong optreedt, is dus bij de tweede poging veel geringer dan bij de eerste, en men zal daarbij dus in het algemeen een grotere stroomsterkte bereiken, enz.

Laat men de temperatuur van een spoel na gebruik stijgen tot kamertemperatuur, dan verdwijnt de magnetisatie en herhaalt het spel zich bij een volgend gebruik. Men bereikt dan na het doorlopen van de trainingreeks dezelfde maximumstroom. Ook de stroomsterkte waarbij de spoel het de eerste maal begeeft is dikwijls vrijwel dezelfde.

Voor de gebruiker is de noodzaak van training reeds bij spoelen met een middelgrote veldenergie (5 à 10 kJ) vrij hinderlijk. Gedurende een training-reeks wordt deze energie enige malen gedissipeerd, hetgeen een aanzienlijke verdamping van helium veroorzaakt en bij sommige typen kans op schade oplevert. De noodzaak van speciale maatregelen hiertegen is dus nog veel klemmender dan men uit de beschouwingen van het eerste hoofdstuk zou afleiden.

De kans op fluxsprongen die de spoel in de normale toestand doen overgaan, is blijkens de ervaring groter naarmate men H sneller opvoert. In de praktijk moet dit niet sneller gebeuren dan met 100-300 Oe/s. Hierdoor kan het doorlopen van een training-reeks een tijdrovende bezigheid zijn, vooral wanneer men een veldsterkte van meer dan 50 kOe wil bereiken.

Stabiliteit van supergeleidende magneten

Blijkens wat er zojuist besproken is omtrent het stroomdegradatie- en het training-effect, verkeert een ingeschakelde supergeleidende spoel, als er geen bijzondere voorzieningen getroffen zijn, in een metastabiele toestand. Gaat de spoel plaatselijk in de normale toe-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stand over, b.v. ten gevolge van een te grote fluxsprong, dan breidt het gebied zich uit totdat de stroom is afgenomen tot een waarde beneden I_{ms}. Voorzieningen om de kans op een dergelijke gebeurtenis te reduceren kan men op verschillende principes baseren. Het hangt af van de omstandigheden en van de eisen die er gesteld worden, welk principe men toepast en in welke mate men de stabiliteit verhoogt. Er zij hier alvast opgemerkt dat het mogelijk is een spoel volkomen stabiel te maken, d.w.z. niet alleen ongevoelig voor de grootste fluxsprongen die kunnen optreden, maar zelfs voor overschrijding van I_c.

Beperken we ons tot die methodes tot verbetering van de stabiliteit die alleen betrekking hebben op het *wikkelmateriaal*, dan kan gezegd worden dat deze alle berusten op het omhullen van de supergeleidende ader met een laag niet-supergeleidend metaal. Dit heeft twee gunstige gevolgen. In de eerste plaats verhoogt men daarmee de warmtecapaciteit per eenheid van lengte, en verkleint dus de temperatuurfluctuatie die bij een gegeven fluxsprong optreedt. In de tweede plaats introduceert men een met de supergeleider parallel geschakelde geleider, die de stroom zonder excessieve warmteontwikkeling grotendeels van de ader kan overnemen,

Fig. 10. Twee supergeleidende draadspoelen waarmee, door de kleine in de holte van de grote te plaatsen, een magneetveld van 90 kOe kan worden opgewekt.

De eenvoudigste methode is die waarbij men de spoel, terwijl er geen stroom door vloeit, voormagnetiseert met behulp van een uitwendig magneetveld van b.v. 10 à 20 kOe, afkomstig van een hulpspoel. Verder opvoeren van de veldsterkte door inschakelen en opvoeren van de stroom in de hoofdspoel kan dan in laatstgenoemde spoel geen grote fluxsprongen meer veroorzaken, maar alleen nog kleine. Op deze wijze kan het degradatie-effect sterk gereduceerd worden, zodat I_c vrijwel wordt bereikt (*fig. 10*). In de praktijk wekt men het hulpveld meestal op met behulp van de buitenste wikkeling van de magneet zelf, die daartoe afzonderlijk bekrachtigd wordt. In deze wikkeling (of de hulpspoel) treedt natuurlijk wel stroomdegradatie op.

wanneer die plaatselijk in de normale toestand overgaat. Het hangt van de aard van het mantelmateriaal af, welk van de beide effecten het meest bijdraagt tot verbetering van de stabiliteit.

Voor het verkrijgen van een relatief lage weerstand wanneer de kern zich in de normale toestand bevindt, gebruikt men zilver, koper of aluminium. Voor het vergroten van de warmtecapaciteit is indium zeer geschikt: bij 4,2 °K is de soortelijke warmte ervan relatief groot en bovendien heeft het een behoorlijk geleidingsvermogen voor elektriciteit. Ook kan men er heel goed lood, bismut of koper voor gebruiken. Het aanbrengen van een kopermantel is dus zeer gunstig doordat het mes dan aan twee kanten snijdt. Indium ge-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bruikt men gewoonlijk niet als mantel om een enkelvoudige draad, maar ter vulling en omhulling van een meeraderige kabel.

Wat we hierboven besproken hebben, geldt in het bijzonder voor draad van een van de supergeleidende *legeringen* die hierboven zijn genoemd: Nb-Zr, Nb-Ti, enz. De warmtecapaciteit van draad en band op basis van de verbinding Nb_3Sn is van nature reeds voldoende groot door de wijze van fabricage: Nb_3Sn-draad heeft een niobiummantel en daaromheen bevindt zich bovendien meestal nog een monelmantel, bij het Nb_3Sn-band is er de drager van roestvrij staal of niobium. Daar deze drager minder effectief is dan een mantel en een vrij hoge elektrische weerstand heeft, voorziet men band ook nog van een goed geleidende buitenlaag van koper of zilver.

Men combineert het gebruik van aldus thermisch en elektrisch verbeterd draad of band gewoonlijk met maatregelen die erop gericht zijn de afvoer van de warmte te vergemakkelijken. Zo heeft men bij draadspoelen de wikkeling wel volgegoten met een kunsthars waaraan een relatief grote hoeveelheid poeder van aluminiumoxide (een goede warmtegeleider) was toegevoegd. Dit leverde een vermindering van de stroomdegradatie op. Bij onze spoelen van Nb_3Sn-band hebben we de warmte-afvoer verbeterd door tussen de wikkelingen geïsoleerde koperfoelies aan te brengen; ook bij draadspoelen hebben wij dit wel toegepast. Bij grote magneten brengt men soms koelkanalen aan tussen de windingen.

Bijzonderheden en toepassing van de stabilisatie

Met de stabilisatiemethode waarbij men de warmtecapaciteit groot maakt, de zg. enthalpie-stabilisatie, kan de stroomdegradatie sterk verminderd worden, zodat de aan een monster gemeten kritische stroomsterkte dicht benaderd wordt.

Met de andere stabilisatiemethode kan men nog verder komen dan met enthalpie-stabilisatie. Door de mantel voldoende dik te maken, kan men bereiken dat een plaatselijke overschrijding van I_c niet of nauwelijks merkbaar is. De stroom wordt plaatselijk voor het overgrote deel door de mantel overgenomen en de ontwikkelde warmte kan, mits de overschrijding binnen zekere perken blijft, door het vloeibare helium worden afgevoerd, zodat het normale gebied zich niet uitbreidt. Daalt de stroomsterkte tot een waarde beneden I_c, dan keert na enige tijd de situatie waarbij de gehele ader supergeleidend is, terug. Men spreekt in dit geval van *volledige stabilisatie*.

Bij een volledig gestabiliseerde spoel is het in principe toelaatbaar dat de supergeleidende ader ergens onderbroken is! Dit demonstreert duidelijk dat we hier met een grensgeval te maken hebben: men kan een tot 4,2 °K afgekoelde, volledig gestabiliseerde spoel ook beschouwen als een koper- of aluminiumspoel waarvan de weerstand sterk verlaagd is doordat het grootste deel van de wikkeling bij de werktemperatuur supergeleidend is. De belangrijkste ontwerpparameter van een dergelijke spoel is dan ook niet zozeer de kritische stroomdichtheid van het supergeleidende materiaal, maar de maximale warmteafgifte aan kokend helium. Deze kan niet meer dan ca. 0,8 W/cm² bedragen: laat men het temperatuurverschil tussen wand en helium groter worden dan met deze warmteafgifte correspondeert, dan gaat het helium op een andere wijze koken, waardoor de warmteafgifte juist sterk vermindert. In de praktijk kan men niet hoger gaan dan 0,3 W/cm².

Het antwoord op de vraag welke stabilisatiemethode en welke mate van stabiliteit men in een bepaald geval moet kiezen, hangt, behalve van de grootte van de veldenergie en van de fluxsprongen, ook af van een aantal praktische overwegingen en van de eisen die men stelt. Volledige stabilisatie wordt in het algemeen slechts toegepast

1) als de magnetische energie zo groot is (meer dan 10^6 joule) dat een plotselinge volledige dissipatie ervan nadelige gevolgen voor de magneetspoel zou kunnen hebben, of een te grote heliumverdamping zou veroorzaken;
2) als een bedrijfsonderbreking ontoelaatbaar is, b.v. omdat een plotselinge veldsterkteverandering nadelige gevolgen heeft voor de apparatuur die in de veldruimte staat opgesteld;
3) als eenvoud van constructie, minimale veiligheidsmaatregelen en minimale bedrijfsrisico's noodzakelijk zijn.

Men moet het voordeel van volledige stabilisatie betalen met een slechtere vulfactor, dus met een lagere effectieve stroomdichtheid. De maximale veldsterkte is lager dan mogelijk is en de wikkelingen hebben veel grotere afmetingen. Dit is vooral een bezwaar bij spoelen waarvan de binnendiameter klein is ten opzichte van de buitendiameter.

Waar men het sterkst mogelijke veld wil verkrijgen, of de afmetingen van de wikkelingen beperkt moet houden, is men aangewezen op enthalphiestabilisatie; voor grote magneten met een veldsterkte van 100-150 kOe is het de enige oplossing. In *tabel I* vindt men de wijze van stabiliseren en enige andere gegevens van vijf van de grootste magneten die thans in de wereld in aanbouw of voltooid zijn.

In gevallen waar volledige stabilisatie niet mogelijk is maar waar de spoel toch zo goed mogelijk beveiligd moet worden, verdient het gebruik van een kopermantel aanbeveling. Men heeft dan, zoals reeds vermeld werd, een combinatie van beide stabilisatiemethodes, die uit veiligheidsoogpunt bijzonder attractief is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Tabel I. Enige gegevens betreffende vijf van de grootste supergeleidende magneten in de wereld die thans gereed of in aanbouw zijn.

Plaats	Toepassing	H_{max} (kOe)	Lengte (cm)	Inwendige diameter (cm)	Veld-energie (MJ)	Supergel.	Stabilisatie	Stadium (okt. '68)
AVCO Research Lab. (Everett, U.S.A.)	Model magneto-hydrodyn. gen.	40	120	30	4,6	75Nb25Zr	volledig	gereed
Argonne National Laboratory (U.S.A).	Bellenvat-spectrometer	20	304	478	80	Nb-Ti-band	volledig	bijna gereed
Brookhaven National Laboratory (U.S.A.)	,,	30	183	490	ca. 725	in onderzoek	volledig	in aanbouw
CERN (Genève, Zwitserland)	,,	35	420	470	750	Nb-Ti	volledig	ontwerp
NASA (Cleveland, U.S.A.)	Magnetische fles	75-137	330	15-25	—	Nb_3Sn-band	enthalpie	in aanbouw
						Nb-Ti	volledig	

Enige experimentele supergeleidende magneten

Alle door ons gemaakte experimentele supergeleidende magneetspoelen moet men rekenen tot de laboratorium-magneten. De inwendige diameter van de meeste ligt tussen 16 mm en 116 mm; één spoel, die ook constructief vrij sterk van de andere verschilt, is veel groter en heeft een inwendige vrije ruimte met een diameter van 185 mm. De maximale veldsterkte van de kleine spoelen ligt tussen 10 en ca. 90 kOe, die van de grote is ongeveer 40 kOe.

We bespreken nu eerst een aantal bijzonderheden betreffende constructie en gebruik van de kleine magneten, daarna bespreken we de toegepaste methodes van beveiliging en ten slotte de grote magneet.

De meeste van onze experimentele supergeleidende spoelen zijn gewikkeld van Nb-Zr- of van Nb-Ti-draad, enkele van kabel en ook enkele van Nb_3Sn-band. Het gebruikte Nb-Zr-draad was voorzien van een dunne kopermantel. De draad- en kabelspoelen zijn gemaakt met behulp van de bij niet-supergeleidende spoelen gebruikelijke wikkel- en isolatiemethodes. Wel is er bij het wikkelen op gelet dat de windingen strak tegen elkaar kwamen te liggen, zodat ze niet zouden kunnen bewegen. Ook is gezorgd voor een goede isolatie tussen de wikkeling en de flenzen van de spoel.

Ter vermindering van de stroomdegradatie is bij sommige spoelen geïsoleerd koperfoelie tussen de lagen gelegd, zoals hierboven besproken is (*fig. 11*). Bij een aantal spoelen is de thermische stabiliteit verder verbeterd door tussen de windingen van één zelfde wikkellaag shunts van lage weerstand aan te brengen, b.v. door middel van repen koper die in de asrichting van de spoel liggen. Bij de spoelen van smal Nb_3Sn-band was dit zelfs noodzakelijk. Natuurlijk verhoogt men door het aanbrengen van shunts de tijdconstante van de spoel, wat in sommige gevallen bezwaarlijk is, en ook kan de veldsterkte niet snel veranderd worden. Iedere verandering induceert immers een stroom in de shunts, zodat er warmte wordt ontwikkeld.

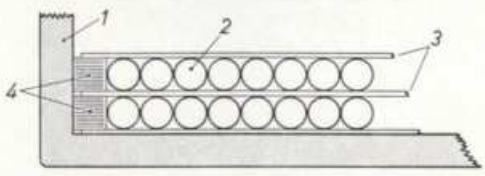


Fig. 11. Wijze van wikkelen van spoel van Nb-Zr-draad voor experimentele supergeleidende magneet. *1* spoelhouder. *2* Nb-Zr-draad met dunne kopermantel; uitwendige diameter 0,25 mm. *3* Mylar-laag. *4* Mylar-band; dit isoleert de wikkeling van de spoelhouder.

Het aansluiten van onze spoelen op de toevoerleidingen geschiedde bij de draadspoelen meestal door de draad, na schoonetsen, tussen koperblokjes te klemmen. Bij verkoperd Nb-Zr-draad hebben we ook wel koperband aan de mantel van de draad gesoldeerd. Om de warmteontwikkeling bij de aansluiting binnen de perken te houden, werd er steeds voor gezorgd dat de contactweerstand minder dan 10 $\mu\Omega$ bedroeg.

Daar de warmteafvoer van dergelijke spoelen tamelijk klein is, mochten koppelingen tussen stukken draad waaruit een spoel gewikkeld werd, zich niet binnen de spoel bevinden. Wel kan men volledig supergeleidende koppelingen maken met behulp van bepaalde puntlastechnieken, maar die worden in een relatief zwak magneetveld reeds normaal geleidend en moeten zich dus eveneens buiten de spoel bevinden.

Bij onze draadspoelen ligt de kritische stroomsterkte tussen 20 en 40 A. Een dergelijke stroom kan worden geleverd door een accubatterij en kan aan de spoel worden toegevoerd zonder dat er te veel helium verdampt door de warmteontwikkeling in de toevoerdraden of door het naar binnen lekken van warmte via deze draden. De uitgangsspanning van de batterij kan laag zijn: deze behoeft immers niet hoger te zijn dan de spanningsdaling over de toevoerkabels vermeerderd met de inductiespanning die over de spoel staat wanneer de stroomsterkte toeneemt. Daar accubatterijen een lage

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

inwendige weerstand hebben, moest in de keten een regelbare serieweerstand worden opgenomen om de stroom te begrenzen en in te stellen. Meestal echter hebben we gewerkt met een gestabiliseerde stroombron. De stroom die men daarmee verkrijgt is beter constant, en bovendien is een voorweerstand dan overbodig. Ter beperking van de snelheid waarmee de veldsterkte toeneemt, werd parallel met de spoel steeds een dempweerstand van 0,3 tot 1 Ω geschakeld.

Het meest constante veld krijgt men, zoals in het begin is uiteengezet, door tussen de einden van de spoel een supergeleidende kortsluiting aan te brengen. In de praktijk vertonen klemaansluitingen van zo'n kortsluitleiding soms een geringe overgangsweerstand, waardoor de stroom langzaam afneemt. Dit bezwaar is des te geringer naarmate de spoel een grotere zelfinductie heeft. Bij onze kleine spoelen werd reeds een tijdconstante van 10^6 à 10^8 seconde bereikt, wat voor vele experimenten voldoende is. Met gepuntlaste aansluitingen verkrijgt men een volledig supergeleidende verbinding, en dus een absoluut constant veld.

Spoelen die niet van draad zijn gewikkeld, maar van kabel of van band, eisen een zeer sterke stroom (bij onze spoelen 100-2000 A), zodat de afmetingen van de stroombron zeer veel groter worden dan die van een kleine laboratorium-magneet, terwijl men ook zeer dikke toevoerkabels moet gebruiken. Vooral dit laatste is een bezwaar: door dikke kabels lekt veel warmte naar binnen, wat een aanmerkelijk heliumverlies veroorzaakt. Een fraaie oplossing is hier bekrachtiging door middel van een supergeleidende dynamo volgens Volger [6]. Deze wordt nabij de spoel in dezelfde kryostaat opgesteld, zodat spoel, dynamo en toevoerkabels een supergeleidend geheel vormen. In *fig. 12* is een der door ons gebruikte experimentele combinaties van dit soort afgebeeld. De spoel bevindt zich onderaan, de dynamo boven. De maximale stroomsterkte in de spoel is ca. 1400 A, waarmee in de holte van de spoel (70 mm Ø) een veld van ca. 40 kOe wordt verkregen [7].

De gunstigste situatie heeft men als de kabel waarvan de spoel gewikkeld is, juist de maximumstroom van de dynamo kan voeren. Men kan dan het gewenste veld opwekken met het kleinst mogelijke aantal windingen, zodat de spoel de kleinst mogelijke zelfinductie heeft en de stroom in de kortst mogelijke tijd zijn eindwaarde bereikt.

Daar een supergeleidende dynamo volgens Volger niet geheel vrij is van verliezen, is deze minder geschikt wanneer een zeer groot vermogen vereist is. (Het in één uur inschakelen van een spoel met een veldenergie van 10^8 joule — vergelijk tabel I — eist b.v. 30 kW). De heliumverdamping is dan, wanneer de dynamo draait, sterker dan in het geval dat men de stroom van buitenaf toevoert door kabels die in de kryostaat door middel van opstijgende heliumdamp worden gekoeld. Wel heeft het nut om in de supergeleidende kortsluitketen van zo'n opstelling een kleine supergeleidende dynamo op te nemen voor de fijne instelling van de stroomsterkte of voor het constant houden van de stroom ingeval er zich overgangsweerstanden in de keten bevinden.

Beveiliging

In combinatie met de hierboven geschetste maatregelen ter beveiliging van de spoelen tegen te grote verhitting ingeval een deel ervan in de normale toestand overgaat, hebben we ook nog een drietal andersoortige beveiligingsmaatregelen toegepast. Alle drie hebben tot gevolg dat niet alle warmte wordt ontwikkeld binnen een beperkt deel van het spoelvolume. Bij toepassing van de eerste beveiligingsmethode (homogenisatie) komt de warmte vrij in een zeer groot deel van het spoel-

Fig. 12. Combinatie van een supergeleidende magneetspoel (onder) met een supergeleidende dynamo volgens Volger (boven). Midden boven ziet men de as van de dynamo. Tussen de dynamo en de spoel bevinden zich twee kortgesloten wikkelingen, waarin een persisterende stroom gaat vloeien wanneer de spoel een veld produceert, en die de dynamo aldus afschermen. De sterkste stroom die de dynamo kan leveren is 2400 A. De maximumstroom in de spoel is 1400 A (veldsterkte 35 kOe). Deze stroom wordt door de dynamo tot stand gebracht in ca. 20 minuten. Bij optimale aanpassing van de spoel aan de dynamo is deze tijd korter.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

volume, bij de tweede (inwendige verplaatsing) grotendeels *buiten de spoel*, maar binnen de kryostaat, bij de derde zelfs grotendeels *buiten de kryostaat*.

De warmteontwikkeling kan gehomogeniseerd worden door tussen de wikkellagen of -secties kortgesloten ringen of lagen koperfoelie aan te brengen. Zodra de veldsterkte afneemt, wordt in ieder van deze kortgesloten windingen een sterke stroom geïnduceerd, zodat een flink deel van de veldenergie aldaar gedissipeerd wordt. Een zeer effectieve methode is ook het onderverdelen van de spoel in een groot aantal secties, welke ieder via een kleine weerstand zijn kortgesloten (*fig. 13a*). In-

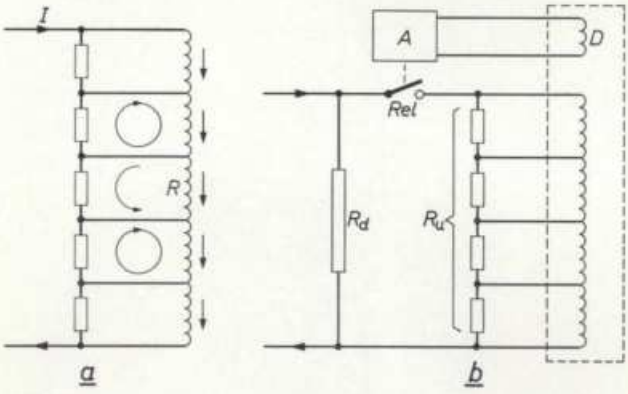


Fig. 13. *a*) Schematische voorstelling van in vijf secties verdeelde spoel, waarvan iedere sectie is kortgesloten ter homogenisatie van de warmteontwikkeling die optreedt als de spoel plaatselijk normaal geleidend wordt. De pijlen duiden aan waar en hoe er in de schakeling stroom gaat vloeien wanneer de plaats die normaal geleidend is geworden (*R*) zich in de middelste sectie bevindt. *b*) Schematische voorstelling van supergeleidende magneet waarbij de veldenergie grotendeels buiten de kryostaat wordt gedissipeerd in een weerstand R_u wanneer de wikkeling plaatselijk normaal geleidend wordt. Zodra de veldsterkte begint af te nemen, treedt in de detectiespoel *D* een inductiespanning op, die de schakeling *A* het relais *Rel* doet openen, zodat de spoel niet langer met de stroombron is verbonden. R_d dempweerstand.

dien in een bepaalde sectie een weerstand ontstaat, zal de stroom hierin afnemen en zal de stroom in de naburige wikkelsecties, ten gevolge van de magnetische koppeling, toenemen. Het verschil met de uitwendig toegevoerde stroom loopt dan via de parallelweerstand. Het toenemen van de stroom in de overige secties kan deze op hun beurt normaal geleidend doen worden, waardoor de energiedissipatie op een aantal plaatsen in de spoel tegelijk plaatsvindt en deels ook in de shuntweerstanden.

De inwendige verplaatsing van de dissipatie is een variant op de homogenisatie door middel van kortgesloten ringen. Men brengt hier de ring(en) *buiten* de wikkeling aan. In sommige spoelen hebben wij de wikkeling omgeven met een mantel van zuiver koper of aluminium, bij andere kon de spoelhouder zelf als ring fungeren. Als de tijdconstante van de ringen groot is ten opzichte van de „natuurlijke" uitschakeltijd van de magneetwikkeling, wordt de veldenergie vrijwel volledig — en homogeen — in de ring gedissipeerd en door deze rechtstreeks aan het helium overgedragen.

De verplaatsing van de dissipatie naar een punt buiten de kryostaat hebben we op een andere wijze gerealiseerd. De spoelen van de magneten waarbij deze wijze van beveiliging is toegepast, zijn „kortgesloten" door een weerstand R_u (fig. 13*b*). Verder zijn ze uitgerust met een relais dat, zodra de veldsterkte in de spoel begint af te nemen, de spoel losmaakt van de stroombron. Als R_u groot is ten opzichte van de weerstand van het normaal geworden deel van de spoel en als het relais zijn werk doet in een tijd die kort is ten opzichte van de natuurlijke uitschakeltijd van de magneet, wordt het grootste deel van de energie in R_u gedissipeerd. Voor onze kabelspoelen moest de schakeltijd van het relais 10 tot 100 ms zijn, voor de draadspoelen ca. 1 ms.

Tegenover de zeer grote voordelen die uitwendige dissipatie biedt, staat het nadeel dat de spoel goed geïsoleerd moet zijn. Er treedt immers een zelfinductiespanning op, die in het begin gelijk is aan $I_c R_u$. Men moet R_u dus niet hoger kiezen dan nodig is om een flink deel van de spoel-energie uitwendig te dissiperen. Het blijkt dat deze grenswaarde van R_u vrij scherp vastligt.

Behalve door het kiezen van een hogere waarde van R_u kan men de uitwendig gedissipeerde fractie vergroten door de spoel te verdelen in secties die ieder een eigen kortsluitweerstand hebben. Wordt één sectie plaatselijk normaal, dan geschiedt de dissipatie van energie via de andere, nog geheel supergeleidende, secties voor 100% buiten de kryostaat. Een bijkomend voordeel is nog dat deze secties een veel grotere tijdconstante hebben dan de normaal geworden spoelsectie.

Bij uitwendige dissipatie van de energie is de verdamping van helium uit de kryostaat gering. Dit maakt het de onderzoeker mogelijk vóór ieder experiment de kritische stroomsterkte te controleren en de spoel een training-reeks te doen doorlopen. De maximale stroomsterkte die dan bereikt wordt, ligt dikwijls hoger dan bij andere wijzen van beveiliging; dankzij het feit dat er in de spoel bij het uitschakelen weinig warmte wordt ontwikkeld, blijft deze voor het overgrote deel supergeleidend zodat dit deel zijn magnetisatie behoudt en geen grote fluxsprongen meer kan vertonen.

[6] J. Volger en P. S. Admiraal, Physics Letters **2**, 257, 1962. Een der eerste uitvoeringsvormen hiervan is ook beschreven in Philips techn. T. **25**, 16, 1963. Een overzicht van allerlei mogelijke uitvoeringsvormen vindt men in J. van Suchtelen, J. Volger en D. van Houwelingen, Cryogenics **5**, 256, 1965. Zie ook het aangehaalde artikel van Volger [1].

[7] Voor een uitvoeriger beschrijving zie: D. van Houwelingen en J. Volger, Philips Res. Repts. **23**, 249, 1968 (no. 3).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De grote magneet

Tot slot nog enige bijzonderheden over de grote magneet die we gemaakt hebben (*fig. 14*). Als wikkelmateriaal is zeven-aderige Nb-Zr-kabel gebruikt. Daarvan zijn acht secties gewikkeld, ieder 750 à 800 m lang, die zich twee aan twee op vier spoelhouders bevinden. Bij een stroomsterkte van ca. 180 A wordt met deze magneet een veld van ca. 40 kOe verkregen in een cilindrische ruimte met een diameter van 18,5 cm. De wikkeling is niet gestabiliseerd en vertoont een zekere stroomdegradatie- en enig training-effect. De wikkeling is zo goed geïsoleerd dat voor de beveiliging de zojuist besproken methode van uitwendige dissipatie van de veldenergie (ca. 120 kJ) kon worden toegepast; bij 4,2 °K is de doorslagspanning overal hoger dan 2 kV. Uitwendige dissipatie was hier zeer wenselijk, want het vrijkomen van 120 kJ in de kryostaat zou 45 liter vloeibaar helium doen verdampen!

Ter beperking van de temperatuurfluctuaties ten gevolge van fluxsprongen is gezorgd voor een zeer goed warmtecontact tussen de kabel en het helium. De kabel is daartoe voorzien van een open nylon-omspinning, de isolatie tussen de lagen bestaat uit gespatiëerde, in de asrichting van de spoel liggende stroken isolatiepapier, en in de spoelhouder zijn talrijke gaten aangebracht om de toevoer van vloeibaar helium en de afvoer van dampbellen te vergemakkelijken.

Ook aan de mechanische stabiliteit is grote zorg besteed. Zo zijn er speciale klemconstructies ontworpen om de onbeweeglijkheid van de windingen te waarborgen. Door deze drie eigenschappen — mechanische stabiliteit, goede warmteafvoer en uitwendige energiedissipatie — kon de kritische stroom zover worden opgevoerd als bij een niet-gestabiliseerde spoel maar mogelijk is. Natuurlijk hadden we een hogere kritische stroomsterkte kunnen bereiken door middel van stabilisatie met koper, maar dat leidt tot een veel slechtere vulfactor, dus tot een veel grotere uitwendige spoeldiameter. In verband met bepaalde denkbare toepassingen was dit minder wenselijk. Bij de toegepaste constructie is de effectieve stroomdichtheid wanneer er een stroom van 180 A vloeit, niet minder dan 12 000 A/cm².

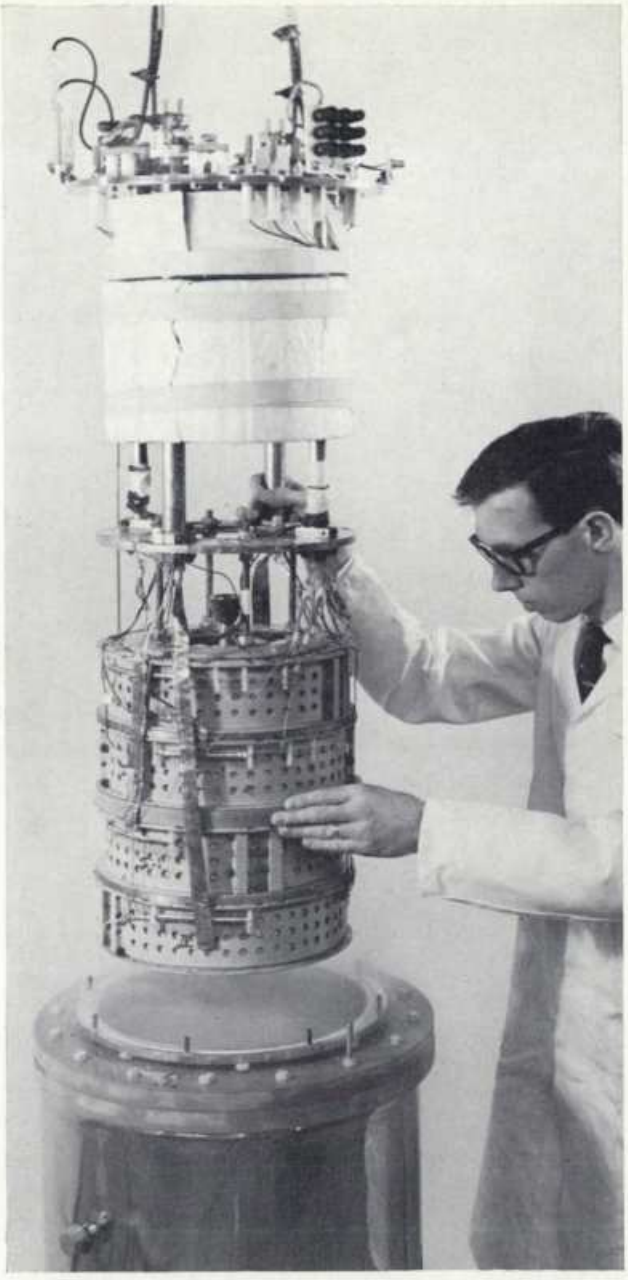


Fig. 14. De spoel van de grootste in het Philipslaboratorium gemaakte supergeleidende magneet. De diameter van de vrije ruimte is 186 mm. De spoel is gewikkeld in acht secties, die zich twee aan twee op vier spoelhouders bevinden. De maximumstroom is ca. 180 A, de maximumveldsterkte ca. 40 kOe.

Samenvatting. Supergeleidende magneetspoelen voor het opwekken van zeer sterke velden kan men alleen wikkelen van materiaal waarin flux kan binnendringen zonder dat de supergeleiding verloren gaat, waarbij deze toestand kan bestaan tot zeer hoge veldsterkte en bij het vloeien van een zeer sterke stroom. Geschikt zijn o.a. Nb-Zr-legeringen en Nb_3Sn; men werkt met draad, kabel of band. De werktemperatuur is gewoonlijk 4,2 °K (kookpunt van helium). Door warmteontwikkeling bij het stootsgewijs binnendringen van flux kan een spoel plaatselijk normaal worden voordat de kritische stroom- of veldsterkte bereikt is. Dit kan worden verminderd door vergroting van de warmtecapaciteit per lengteeenheid en door te zorgen voor goede warmteafgifte aan het helium. Het kan zelfs geheel geëlimineerd worden door de draad te omhullen met een goed geleidende mantel die de stroom plaatselijk overneemt. Er zijn laboratoriummagneten gemaakt (diameter vrije ruimte 16 tot 116 mm; veldsterkte tot 90 kOe) met een zeer goede warmteafgifte. Deze zijn o.a. beveiligd door homogenisatie of verplaatsing van de warmteontwikkeling door middel van kortgesloten windingen of door uitwendige dissipatie van de veldenergie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	*E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	*M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (Val-de-Marne), Frankrijk	*L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	*A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	*H*
MBLE Laboratoire de Recherches, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	*B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

G. A. Allen: The activation energies of chromium, iron and nickel in gallium arsenide.
Brit. J. appl. Phys. (J. Physics D), ser. 2, **1**, 593-602, 1968 (No. 5). *M*

K. H. Beckmann: Methods and results of optical investigations on semiconductor interfaces.
Angew. Chemie: Int. Edit. **7**, 161-172, 1968 (No. 3); German Edit. **80**, 213-224, 1968 (No. 6). *H*

G. Blasse & A. Bril: The influence of crystal structure on the fluorescence of oxidic niobates and related compounds.
Z. phys. Chemie Neue Folge **57**, 187-202, 1968 (No. 3-6). *E*

J. Bonnefous: Propriétés directionnelles de quelques substances ferromagnétiques polycrystallines. (Thèse, Orsay 1967.)
Acta electronica **11**, 7-112, 123-179, 1968 (Nos. 1, 2). *L*

J. van den Boomgaard: On the system Cr-SiC.
Philips Res. Repts. **23**, 270-280, 1968 (No. 3). *E*

C. R. Borley & L. H. Guildford: A 100 line thermal viewer.
Infrared Phys. **8**, 131-134, 1968 (No. 1). *M*

H. Bouma & J. J. Andriessen (Institute for Perception Research, Eindhoven): Perceived orientation of isolated line segments.
Vision Res. **8**, 493-507, 1968.

H. J. Butterweck: A theorem about lossless reciprocal three-ports.
IEEE Trans. **CT-15**, 74-76, 1968 (No. 1). *E*

P. J. Buysman & W. Luiten: The relationship between the structure and the strength of ceramic shell moulds; Permeability of ceramic shell moulds.
Proc. 12th Conf. European Investment Casters' Federation, Eindhoven 1967, paper No. XI, 12 & 14 pp. *E*

M. B. Das (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Switching characteristics of m.o.s. and junction-gate field-effect transistors.
Proc. IEE **114**, 1223-1230, 1967 (No. 9).

M. B. Das (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Dependence of the characteristics of MOS-transistors on the substrate resistivity.
Solid-State Electronics **11**, 305-322, 1968 (No. 3).

C. Z. van Doorn: Nature of donor-acceptor pairs in cadmium sulphide.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 599-608, 1968 (No. 4). *E*

B. Frank, E. Roeder & S. Scholz: Verdichtung und Formgebung von Glaspulvern.
Ber. Dtsch. Keram. Ges. **45**, 231-233, 1968 (No. 5). *A*

J. G. C. de Gast: Een nieuwe variabele voorrestrictie voor hydrostatische dubbelfilm-lagers en zijn toepassing in precisiegereedschapswerktuigen.
Ingenieur **80**, O 51-62, 1968 (No. 19). *E*

E. F. de Haan & K. R. U. Weimer: The beam-indexing colour television display tube.
Roy. Telev. Soc. J. **11**, 278-282, 1967/68 (No. 12). *E*

J. C. M. Henning: Semi-empirical calculation of ^{14}N hyperfine coupling factors in heterocyclic anions.
Chem. Phys. Letters **1**, 678-680, 1968 (No. 13). *E*

A. R. Hill: Uses of fine focused ion beams with high current density.
Nature **218**, 202-203, 1968 (No. 5137). *M*

A. H. Hoekstra (Philips Lighting Division, Eindhoven): The chemistry and luminescence of antimony-containing calcium chlorapatite.
Thesis, Eindhoven 1967.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

D. van Houwelingen & J. Volger: The superconducting-dynamo properties and applications.
Philips Res. Repts. **23**, 249-269, 1968 (No. 3). *E*

J. G. M. de Lau: High-frequency and microwave properties of hot-pressed fine-grained ferrites.
Proc. Brit. Ceramic Soc. **10**, 275-284, 1968. *E*

J. Loeckx: Syntactische analyse en programmeertalen.
Informatie **9**, 277-282, 1967 (No. 12). *B*

F. K. Lotgering: Mixed crystals between binary sulphides or selenides with spinel structure.
J. Phys. Chem. Solids **29**, 699-709, 1968 (No. 4). *E*

B. J. Mulder: Diffusion and surface reactions of singlet excitons in anthracene.
Thesis, Eindhoven 1967. *E*

A. G. Nassibian (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Effect of diffused oxygen and gold on surface properties of oxidized silicon.
Solid-State Electronics **10**, 879-890, 1967 (No. 9).

A. G. Nassibian (Associated Semiconductor Manufacturers Ltd., Wembley, England): Effect of gold on surface properties and leakage current of MOS transistors.
Solid-State Electronics **10**, 891-896, 1967 (No. 9).

M. Noé & G. Vandewiele (Université Libre de Bruxelles): The calculation of distributions of Kolmogorov-Smirnov type statistics including a table of significance points for a particular case.
Ann. math. Statistics **39**, 233-241, 1968 (No. 1). *B*

J. M. Noothoven van Goor: Densities of charge carriers in bismuth.
Physics Letters **26A**, 490-491, 1968 (No. 10). *E*

R. F. Pearson & A. D. Annis: Anisotropy of Fe^{3+} ions in yttrium iron garnet.
J. appl. Phys. **39**, 1338-1339, 1968 (No. 2, Part II). *M*

J. B. H. Peek: The measurement of correlation functions in correlators using "shift-invariant independent" functions.
Thesis, Eindhoven 1967. *E*

T. Poorter (Philips Electronic Components and Materials Division, Eindhoven): The relation between reverse-secondary-breakdown behaviour and the properties of the epitaxial layer of planar epitaxial power transistors.
Philips Res. Repts. **23**, 281-308, 1968 (No. 3).

E. Roeder & J. Hornstra: Grain growth during hot-pressing of tantalum carbide.
J. Amer. Ceramic Soc. **51**, 224-225, 1968 (No. 4). *A, E*

C. J. M. Rooymans: Structural investigations on some oxides and other chalcogenides at normal and very high pressures.
Thesis, Amsterdam 1967. *E*

E. Tscholl: The photochemical interpretation of slow phenomena in cadmium sulphide.
Thesis, Eindhoven 1967. *E*

W. J. Witteman & H. W. Werner: The effect of water vapour and hydrogen on the gas composition of a sealed-off CO_2 laser.
Physics Letters **26A**, 454-455, 1968 (No. 10). *E*

Inhoud van Philips Telecommunication Review **27**, No. 4, 1968:

J. Larcher & J. Noordanus: Frequency synthesizers for radio equipment (p. 149-166).

Inhoud van Valvo Berichte **14**, No. 2, 1968:

E. Schlegel: Ergebnisse von Zuverlässigkeitsuntersuchungen an Halbleiterbauelementen in Planar-Technik (p. 37-48).

F. Weitzsch: Unerwünschte Mischprodukte bei der Mischung mit Transistoren (p. 49-73).

U. J. Pittack: Elektroneninjektor mit Prebuncher für Linearbeschleuniger (p. 74-82).

Jaargang 29, 1968, no. 10 blz. 301-332 Verschenen 21 november 1968

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!